RADIOKONTINUUMSSTRAHLUNG DER SPIRALGALAXIE M33

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Hohen Mathem. -Naturw. Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
zu
BONN

vorgelegt von

ULRICH RAINER BUCZILOWSKI

aus

NORDHORN

BONN 1985

RADIOKONTINUUMSSTRAHLUNG DER SPIRALGALAXIE M33

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Hohen Mathem.-Naturw. Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
zu
BONN

vorgelegt von
ULRICH RAINER BUCZILOWSKI
aus
NORDHORN

BONN 1985

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch - Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Bonn

Referent : Prof. Dr. R. Wielebinski
Korreferent : Prof. Dr. U. Mebold

Dissertation eingereicht am : 14. 06. 1985
Abschluß der mündlichen Prüfung : 31. 07. 1985

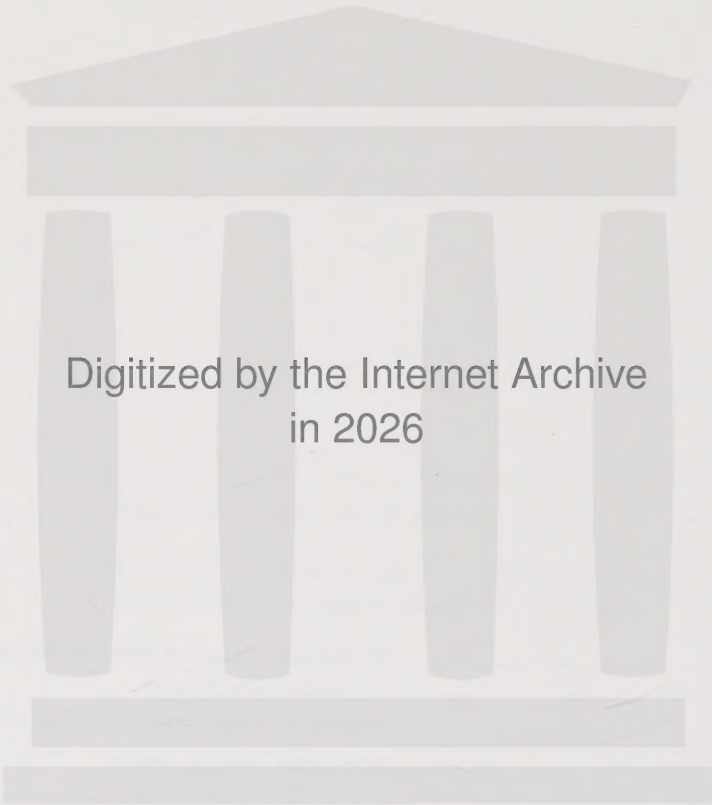
Druck: Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Marco und Yvonne gewidmet

Nichts geht unter im riesigen Weltall,
o schenket mir Glauben,
sondern es wandelt und neuert die Form.

Wird jenes auch hierhin,
dieses auch dorthin versetzt,
die Summe verändert sich niemals.

Ovid 5


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546505_0026

INHALTSVERZEICHNIS Seite

I EINLEITUNG

1. Galaxien 10
2. M33 - ein Überblick 11
3. Zielsetzung 15

II M33 BEI 17.4 CM

1. Empfangssystem 19
2. Datenreduktion 22
   2.1 Allgemeines Beobachtungs- und Reduktionsverfahren 22
   2.2 Reduktionsweg bei 17.4 cm 22
   2.3 Eichung 23
3. Gesamtintensität 25
   3.1 Beobachtungsparameter 25
   3.2 Gesamtstrahlung 25
   3.3 Integrierter Fluß 25
4. Linear polarisierte Intensität 29
5. Linearer Polarisationsgrad 30

III M33 BEI 6.3 CM

1. Empfangssystem 32
2. Datenreduktion 33
   2.1 Reduktionswege 33
   2.2 Eichung 34
3. Gesamtintensität 35
   3.1 Beobachtungsparameter 35
   3.2 Gesamtfeld 35
   3.3 Integrierter Fluß 35
   3.4 Vergleich von Einzel- und Doppelhornmessungen 36
   3.5 Teilkarte des Zentralgebietes 36
4. Instrumentelle Polarisation 42
5. Linear polarisierte Intensität 42
6. Linearer Polarisationsgrad 44

IV M33 BEI 2.8 CM

1. Empfangssystem 49
2. Datenreduktion 50
   2.1 Reduktionsweg 50
   2.2 Eichung 50
3. Gesamtintensität 51
   3.1 Beobachtungsparameter 51
   3.2 Gesamtstrahlung 51
   3.3 Integrierter Fluß 52
4. Lineare Polarisation 54
   4.1 Instrumentelle Polarisation 54
   4.2 Linear polarisierte Intensität 54
   4.3 Linearer Polarisationsgrad 54

V DISKUSSION DER BEOBACHTUNGSERGEBNISSE

	Seite
1. Punktquellen	57
1.1 Gesamtübersicht	57
1.2 Einzeldarstellungen	62
2. Integriertes Spektrum	69
3. Spektralindexverteilung	73
3.1 Anpassung an drei Frequenzen	73
3.2 Spektralindexverteilung bei zwei Frequenzen	75
4. Trennung thermischer und nichtthermischer Strahlung	79
4.1 über das integrierte Spektrum	79
4.2 über die Spektralindexverteilung	80
5. Thermische Emission	81
6. Nichtthermische Emission	84
7. Radialprofile	87
7.1 Skalenlängen	87
7.2 Gesamtstrahlung	88
7.3 Thermische Emission	88
7.4 Supernovaüberreste	89
7.5 Nichtthermische Emission	89
7.6 Linear polarisierte Intensität	89
8. Linear polarisierte Strahlung	93
8.1 Verteilung	93
8.2 Polarisationsgrade	93
8.3 Depolarisation	94
9. Rotationsmaße	97
9.1 Definition	97
9.2 Rotationsmaße in M33	98
10. Galaktische Magnetfelder	106
10.1 Bisherige Beobachtungen	106
10.2 Dynamotheorie	107
10.3 Fossile Theorie	109
10.4 Nachweis von Magnetfeldern	111
10.5 Das Magnetfeld von M33	114
10.6 Vergleich mit anderen Spiralgalaxien	122
11. Entstehung der Spiralstruktur	129
11.1 Dichtewellen	129
11.2 Selbstfortschreitende Sternentstehung	132
11.3 Magnetfeld-Einfluß	134
11.4 Spiralstruktur von M33	136
12. Asymmetrien	141
12.1 Neutraler Wasserstoff	141
12.2 Radiokontinuumsstrahlung	142
12.3 Spektralindex	142
12.4 Thermische Emission	142
12.5 Supernovaüberreste	142
12.6 Nichtthermische Emission	142
12.7 Linear polarisierte Strahlung	143
12.8 Nordarm IN	143
12.9 Südarm IS	143
12.10 Zusammenfassung der Asymmetrien	143
13. Zusammenfassung	145

VI ANHANG

1. Literaturverzeichnis 149
2. Abkürzungen 155
3. Einheiten und Konstanten 160

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN UND TABELLEN

		Seite
Abbildung 1 :	optische Aufnahme von M33 mit Armbezeichnungen	13
Abbildung 2 :	Dimensionen von M33	12
Abbildung 3 :	Empfängerschaltbild für 17.4 cm	20
Abbildung 4 :	Gesamtintensität des Meßfeldes bei 17.4 cm	27
Abbildung 5 :	Gesamtintensität von M33 bei 17.4 cm	28
Abbildung 6 :	Linear polarisierte Intensität und Polarisationsgrad bei 17.4 cm	31
Abbildung 7 :	Gesamtintensität des Meßfeldes bei 6.3 cm EH	38
Abbildung 8 :	Gesamtintensität von M33 bei 6.3 cm EH	39
Abbildung 9 :	Gesamtintensität des Meßfeldes bei 6.3 cm EH+DH	40
Abbildung 10 :	Gesamtintensität von M33 bei 6.3 cm EH+DH auf optischer Aufnahme	41
Abbildung 11 :	Antennendiagramme von Q und U bei 6.3 cm	45
Abbildung 12 :	Linear polarisierte Intensität bei 6.3 cm EH	46
Abbildung 13 :	Linear polarisierte Intensität bei 6.3 cm EH+DH	47
Abbildung 14 :	E-Feld und Gesamtintensität bei 6.3 cm	48
Abbildung 15 :	Gesamtintensität des Meßfeldes bei 2.8 cm	53
Abbildung 16 :	Antennendiagramme von Q und U bei 2.8 cm	55
Abbildung 17 :	Linear polarisierte Intensität bei 2.8 cm	56
Abbildung 18 :	Effelsberg-Punktquellen auf optischer Aufnahme von M33	61
Abbildung 19 :	Spektren der Radioquellen Q3 und Q17	68
Abbildung 20 :	Radiospektrum von M33	72
Abbildung 21 :	Spektralindexverteilung zwischen 6.3 cm und 17.4 cm	76
Abbildung 22 :	Radialprofil des Spektralindexes	77
Abbildung 23 :	Spektralindexverteilung zwischen 6.3 cm und 11.1 cm	78
Abbildung 24 :	Thermischer Anteil bei 6.3 cm	83
Abbildung 25 :	Nichtthermischer Anteil bei 6.3 cm und Supernovareste	86
Abbildung 26 :	Radialprofile bei 7.'66 Auflösung	91
Abbildung 27 :	Radialprofile bei 2.'42 Auflösung	92
Abbildung 28 :	Linearpolarisation bei 6.3 cm und Supernovaüberreste	96
Abbildung 29 :	Anpassung von Rotationsmaßen	103
Abbildung 30 :	Rotationsmaß von M33 zwischen 6.3 cm und 17.4 cm	104
Abbildung 31 :	azimutale Rotationsmaßvariation in M33	105
Abbildung 32 :	Bisymmetrisches Magnetfeldmodell für M33	120
Abbildung 33 :	Magnetfeld von M33 bei 6.3 cm	121

Abbildung 34 : Magnetflußdichte von Spiralgalaxien in Abhängigkeit von differentieller Rotation 128

Abbildung 35 : Gesamtintensität von M33 bei 2.8 cm auf optischer Aufnahme 140

Tabelle 1 : Daten von M33 14

Tabelle 2 : Radiokontinuumsmessungen von M33 18

Tabelle 3 : Empfängerdaten 21

Tabelle 4 : Eichquellen 17.4 cm 23

Tabelle 5 : Eichquellen 6.3 cm 34

Tabelle 6 : Eichquellen 2.8 cm 50

Tabelle 7 : Punktquellen - Durchmusterungen um M33 58

Tabelle 8 : Effelsberg - Punktquellen 59

Tabelle 9 : Zuordnung der Effelsberg - Punktquellen 60

Tabelle 10 : Flußdichten der Radioquelle Q17 65

Tabelle 11 : Effelsberg-Flußdichten von M33 70

Tabelle 12 : Thermische und nichtthermische Anteile in M33 80

Tabelle 13 : Skalenlängen der Radialverteilungen 88

Tabelle 14 : Lineare Polarisation 94

Tabelle 15 : Faraday-Effekt im Vordergrund von M33 100

Tabelle 16 : Gleichförmigkeit des Magnetfeldes 115

Tabelle 17 : Parametervergleich von Spiralgalaxien 127

Tabelle 18 : Magnetflußdichten von Spiralgalaxien 125

Tabelle 19 : Asymmetrien in M33 141

Tabelle 20 : Abgeleitete Parameter von M33 148

I Einleitung

I 1. GALAXIEN

Die Erforschung der Galaxien beginnt vor über 1000 Jahren mit der Beschreibung von M31 als "wolkenartigen Fleck neben dem Stern ν Andromedae" (as Sufi 964). 1612, kurz nach der Erfindung des Fernrohrs, wird das Objekt von Simon Marius wiederentdeckt. Immanuel Kant (1755) vermutet die bis dahin bekannten Nebelflecken als "Inseluniversen" außerhalb der Milchstraße. 1850 erkennt Lord Ross mit seinem 1.8 m-Spiegelteleskop in ihnen Spiralstrukturen. Die ersten Fotoplatten werden in der zweiten Hälfte des 19. Jahrhunderts aufgenommen. Ab 1925 veröffentlicht Edwin Hubble (1925, 1926, 1929) Entfernungen dreier Objekte und klassifiziert sie als selbständige Sternsysteme.

Die Galaxien haben sich im frühen Universum an Stellen erhöhter Dichte gebildet. Bei turbulenten, diffusen Gaswolken mit Drehimpuls bewirkt die Massenanziehung eine Kontraktion zum Zentrum, gleichzeitig auftretende Fliehkräfte der Drehbewegung führen zu einer Abplattung als äquatoriale Scheibe. Das unterschiedliche Zusammenspiel vor allem dieser beiden Effekte führt zu der beobachteten Vielfalt von elliptischen bis zu scheibenförmigen Galaxien.

Unter einer Spiralgalaxie verstehen wir heute ein diskusförmiges System aus neutralem Wasserstoff HI, Regionen ionisierten Wasserstoffs HII, Sternen, Staub, kalten Molekülwolken, kosmischer Strahlung und interstellaren Magnetfeldern, das von einem kugelförmigen Halo alter stellarer Objekte umgeben ist. HI, HII-Regionen und Staub sind in Spiralform angeordnet (z.B. Newton 1980). Die Anzahl der HII-Regionen pro Fläche steigt bei den meisten Spiralgalaxien vom Zentrum nach außen zunächst an und fällt dann bis zur optischen Nachweisgrenze ab (Hodge 1969).

I 2. M33 - EIN ÜBERBLICK

Die Spiralgalaxie M33 (NGC 598) gehört zur lokalen Gruppe und ist vom irdischen Betrachter 720 kpc (de Vaucouleurs 1978) entfernt. Abbildung 1 zeigt eine optische Aufnahme der Lick-Sternwarte mit dem in dieser Arbeit einheitlich verwendeten Koordinatengitter für 1950.0 und der Bezeichnung der Arme nach Sandage und Humphreys (1980). M33 hat massive offene Arme, in denen leuchtstarke junge Sterne und HII-Regionen dominieren. Man erkennt zwei deutliche Innenarme im Norden (IN) und Süden (IS) innerhalb eines Hauptachsenradius von r = 13′ . Weiter draußen ist die Struktur aufgelöster, die acht äußeren Arme sind nur auf langbelichteten Aufnahmen (z.B. Sandage und Humphreys 1980) erkennbar. Der mittlere Öffnungswinkel der Arme beträgt in der Galaxienebene 31 ($\pm$5) ^{o} (Kennicutt 1981).

Der Kern der Galaxie ist massearm (Gallagher et al. 1982) und optisch leuchtschwach (Nieto und Auriére 1982), weist aber die stärkste Röntgenquelle der lokalen Gruppe auf (Markert und Rallis 1983). Die beiden HII-Regionen NGC 604 im Nordosten am auslaufenden Arm IN und NGC 595 nordwestlich des Kerns heben sich deutlich von der Scheibenstrahlung ab. Außerhalb von r = 13′ (2.8 kpc in der Galaxienebene) sinkt die Zahl großer HII-Regionen drastisch ab (Kaufman 1981). Zusätzlich zu den einzelnen HII-Regionen gibt es eine verbindende diffuse Hα - Emission (Dubout-Crillon 1977).

Die beiden Innenarme (IN, IS) und die Außenarme liegen nicht in einer Ebene (Rogstad et al. 1976, Reakes und Newton 1978). Die Rotationsbewegung erfolgt im Uhrzeigersinn, die Arme werden nachgeschleppt (de Vaucouleurs 1959). Aus den vorhandenen Rotationskurven (s. Kormendy und Norman 1979) ergibt sich für r $\leq$ 11′ eine genähert starre Rotation.

Die Flächendichte des neutralen Wasserstoffs ist bis r = 24′ (5 kpc) etwa konstant, fällt danach steil ab, HI-Flügel sind noch bis r = 70′ (15 kpc) nachweisbar (Reakes und Newton 1978, Newton 1980). Die HI-Schichtdicke der Scheibe steigt von 300 pc in Kernnähe auf 800 pc bei r = 5 kpc Abstand (Warner et al. 1973).

Verglichen mit anderen Sc-Galaxien wie M51, M101, NGC 6946 oder IC 342 hat M33 innerhalb eines Radius von r = 12′ (2.5 kpc) einen hohen Anteil neutralen Wasserstoffs HI, wenig molekularen Wasserstoff H_2 und daraus folgend weniger Sternbildung und eine geringe blaue Leuchtkraft L_B (Young und Scoville 1982). Die Sternentstehung ist über die ganze Galaxie verteilt (Schweizer 1975, Dubout-Crillon 1977).

Die Dimensionen der Galaxie sind in Abbildung 2 schematisch dargestellt. Für das Dichtewellenbild ist der Korotationsradius vermerkt. Die Umrechnung von Winkelgrößen in lineare erfolgt für die Entfernung von 720 kpc .

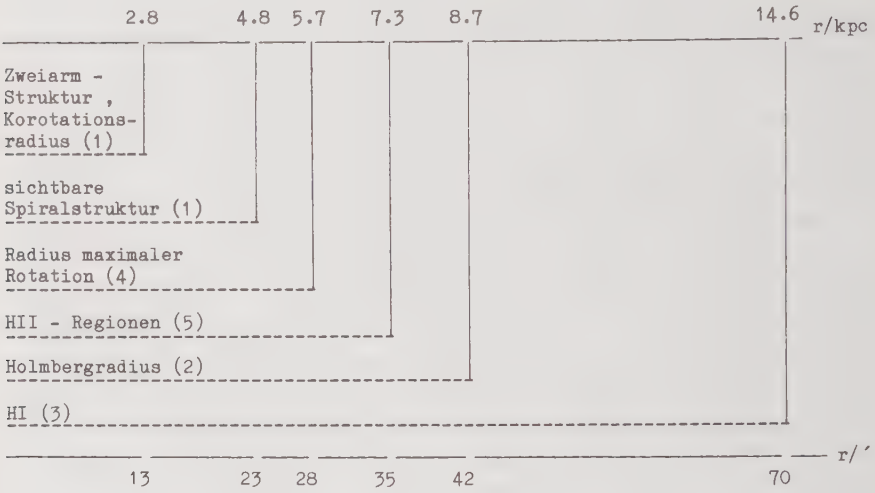


Abbildung 2 : Dimensionen von M33

Referenzen: 1: Roberts et al. 1975 , 2: Holmberg 1958 , 3: Reakes und Newton 1978 , 4: Huchtmeier 1975 , 5: Boulesteix et al. 1974 .

Tabelle 1 faßt die wichtigsten Daten von M33 zusammen. Die Neubestimmung des Entfernungsmoduls über die Perioden-Leuchtkraft-Beziehung von 13 Cepheiden (Sandage und Carlson 1983) deutet auf eine Entfernung von d ≅ 1 Mpc . Dementsprechend könnten die bisherigen Abschätzungen von Masse und Leuchtkraft zu klein sein. In dieser Arbeit wird der Vergleichbarkeit halber von dem verbreitetsten Wert von d = 720 kpc ausgegangen, Größenangaben innerhalb der Galaxie erfolgen aber zusätzlich in Bogenminuten.

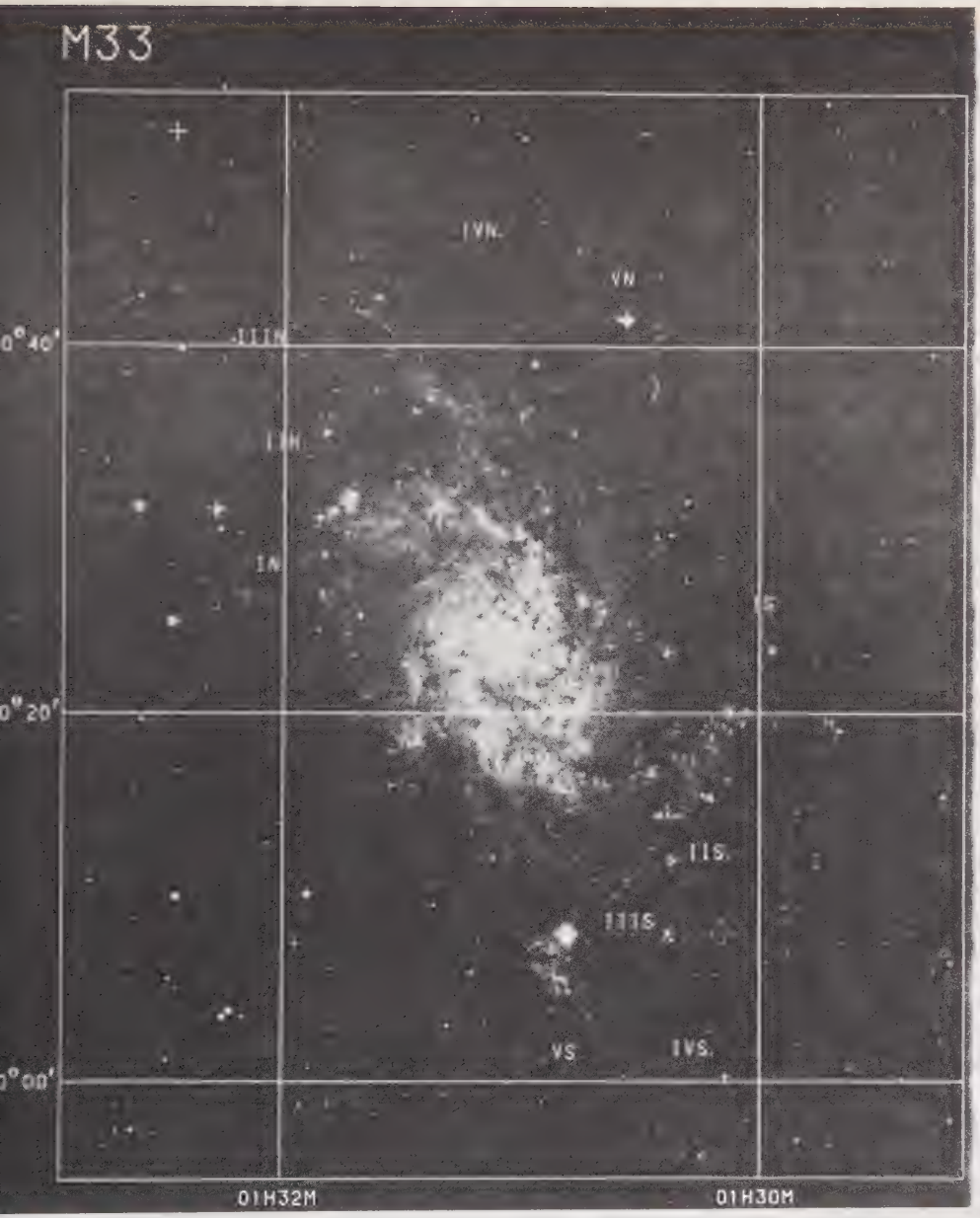


Abbildung 1 : optische Aufnahme der Lick-Sternwarte mit überlagertem Koordinatengitter für 1950.0 und Spiralarmbezeichnungen nach (Humphreys und Sandage 1980). Himmelsrichtungen :

Tabelle 1 : M33 - Daten

		Referenz
Position	$\alpha_{50} = 1^h\ 31^m\ 1^s.67$ $\delta_{50} = 30^\circ\ 24'\ 15''.0$ $l = 133^\circ.61$ $b = -31^\circ.33$	de Vaucouleurs & Leach 1981
Klassifikation	SA(s)cd	de Vaucouleurs et al. 1976
Leuchtkraftklasse	II-III	van den Bergh 1960
Entfernung	$d = 720\ (\pm 70)$ kpc	de Vaucouleurs 1978
Inklination	$i = 55\ (\pm 2)^\circ$ (Draufsicht=0°)	Rogstad et al. 1976
Positionswinkel der Hauptachse	p.a. = $21\ (\pm 1)^\circ$	Rogstad et al. 1976
Holmbergradius	$r_H = 8.7$ kpc ($41'.5 \times 22'.5$)	Holmberg 1958
Armöffnungswinkel	$\varepsilon = -31\ (\pm 5)^\circ$	Kennicutt 1981
Absolute Helligkeit	$M_B = -18.5\ (\pm 0.2)$ mag	de Vaucouleurs 1978
Leuchtkraft im blauen Licht	$L_B = 3.9\ 10^9\ L_\odot$	de Vaucouleurs 1978
korrigierte Farbindizes	$(B-V)_o = 0.44$ $(U-B)_o = -0.18$	de Vaucouleurs et al. 1976
Gesamtmasse	$M = 2\ \ 10^{10}\ M_\odot$	Huchtmeier 1975
Masse neutralen Wasserstoffs $r \leq 70'$	$M(HI) = \ \ 10^9\ M_\odot$	Reakes und Newton 1978
maximale Rotationsgeschwindigkeit	$v_{max} = 103\ (\pm 3)$ km/s	Huchtmeier 1975
Radius für v_{max}	$r_{v,max} = 27'.5$ (5.7 kpc)	Huchtmeier 1975

I 3. ZIELSETZUNG

M33 ist wegen der geringen Entfernung und der noch möglichen Draufsicht auf die Scheibe die Spiralgalaxie mit der bestmöglichen räumlichen Auflösung und damit der geeignetste Kandidat für Detailuntersuchungen. Bei 2.8 cm Wellenlänge können mit dem Effelsberger 100 m - Teleskop auf der Hauptachse 250 pc und damit größenordnungsmäßig die Spiralarme aufgelöst werden. Die beträchtliche Ausdehnung am Himmel und die erreichbare Auflösung erfordern aber gleichzeitig einen hohen Arbeitsaufwand. Bevor man die Emission der Galaxie untersuchen kann, muß die Strahlung einer großen Anzahl von Punktquellen in den Meßfeldern anhand von Radiospektren und Hinweisen bei anderen Wellenlängen auf ihre Herkunft untersucht und - falls sie nicht zur Galaxie gehört - abgetrennt werden. Bei 21.2 cm z. B. sind mit dem Westerbork - Interferometer 116 Punktquellen in einem 48′ x 60′ großen Feld gefunden worden (Viallefond et al. 1985).

Scheinbar einfache radioastronomische Verfahren wie das Erstellen eines Gesamtspektrums der Galaxie werden durch verschiedene Einschätzung überlagerter Strahlung zum Problem. Terzian und Pankonin (1972) geben für das Spektrum $S \sim \nu^{-\alpha}$ zwischen 318 MHz und 1410 MHz $\alpha = 0.2$ an, von Kap-herr et al. (1978) für 318 MHz bis 4850 MHz $\alpha = 0.52$ (± 0.08), Beck (1979) für 1420 MHz bis 4850 MHz $\alpha = 0.65$ (± 0.03). Die mit dieser Arbeit verfügbaren - oder zumindest in Arbeit befindlichen - Radiomessungen von M33 sind in Tabelle 2 zusammengefaßt. Hinzugefügt sind die hochaufgelösten Kartierungen der beiden größten HII-Regionen NGC 604 und NGC 595 . Angegeben sind die Wellenlänge, Frequenz, Meßart (gesamte Intensität I oder linear polarisierte I_p), Feldgröße, Halbwertsbreite HWB, rms-Rauschen der abgeleiteten Verteilung und ein Literaturhinweis. Bei Interferometern ist der größte Teleskopabstand vermerkt, hier bezieht sich die Kartenzahl auf die Anzahl der 12 Stunden - Beobachtungen.

Die wesentlichen Ziele dieser Abhandlung seien kurz umrissen:

1.) Ein zuverlässiges Radiospektrum zwischen etwa 1 GHz und 10 GHz ermöglicht die Bestimmung des thermischen Anteils bei den einzelnen Frequenzen. Aus Kartierungen mit genau festlegbaren Basisniveaus bei mindestens zwei möglichst weit auseinanderliegenden Wellenlängen läßt sich die Variation des Spektralindexes über die Galaxie ermitteln. Mit der räumlichen Verteilung von thermischem und nichtthermischem Anteil sind die Komponenten voneinander

trennbar. Die von unterschiedlichen Strahlungsprozessen herrührenden Emissionen sind dann interpretierbar:
Ein Vergleich der Verteilung thermischer Strahlung aus den nicht von Staub und Absorption beeinflußten Radiomessungen mit der meßbaren Hα - Strahlung aus HII-Regionen läßt Schlüsse auf Staubansammlungen zu. Die Verteilung der nichtthermischen Synchrotronstrahlung gibt einen Hinweis auf ihre Quellen und die Ausbreitung relativistischer Elektronen. Hierzu können die Positionen der gefundenen Supernovarest-Kandidaten (D'Odorico et al. 1980, 1982) verwendet werden. Wenn die Elektronen in den Gebieten der jungen Sternpopulation beschleunigt werden und nach außen diffundieren, ist zu erwarten, daß der nichtthermische Spektralindex in den Armen flach und außerhalb steiler ist.

2.) Anhand der radialen Verteilungen von Gesamtintensitäten, thermischer und nichtthermischer Komponente, Supernovaüberresten und linear polarisierter Intensität kann die Konzentration der beiden Radiostrahlungsmechanismen auf das Zentrum der Galaxie untersucht werden.

3.) In M33 sind auffallende Nord-Süd-Asymmetrien im Radiospektralindex und der Linearpolarisation gefunden worden (Beck 1979). Auch die Verteilungen des neutralen Wasserstoffs, der OB-Sterne, der Supernovaüberreste und der nichtthermischen Strahlung sind über M33 nicht gleichmäßig (z.B. Berkhuijsen 1983). Die versetzten Schwerpunkte von Bestandteilen in M33 sollen zusammenhängend erklärt werden.

4.) Die polarisierte Intensität bei drei Frequenzen ermöglicht die Verteilung des Rotationsmaßes, mit der man die Richtung des Magnetfeldes in der Ebene senkrecht zur Sichtlinie erhält. Als weitere Magnetfeldeigenschaften sollen Ausrichtungsgrad und Flußdichten von gleichförmiger und zufällig orientierter Komponente bestimmt werden.

5.) Messungen von Gesamtintensität und Linearpolarisation im Zentimeterbereich können in den anhaltenden Diskussionen über Modelle der Entstehung und Aufrechterhaltung des optischen Armmusters und der Magnetfeldstruktur von Spiralgalaxien entscheidende Beiträge liefern:
a) Mit dem Effelsberger Teleskop kann man nach Auswirkungen von Dichtewellen suchen: einem gleichförmigen Magnetfeld und Kompressionszonen nichtthermischer Strahlung, die bei 2.8 cm entdeckbar sein sollten. Die von Dichtewellen am stärksten zusammengedrückten unaufgelösten Regionen mit gleichförmigem Feld müßten auch den höchsten nichtthermischen Polarisations-

grad haben. Die Magnetfeldeigenschaften können mit den Erwartungen bei selbstfortschreitender Sternentstehung verglichen werden.

b) Anhand der 11.1 cm- und 21.1 cm-Daten (Beck 1979) haben Sofue und Takano (1981) für M33 ein offenes, spiralförmiges bisymmetrisches Magnetfeld vorgeschlagen. Mit empfindlichen Polarisationsmessungen bei 6.3 cm kann die Anwendbarkeit dieses Modells überprüft werden. Da inzwischen für insgesamt acht Spiralgalaxien mit der Untersuchung der globalen Magnetfeldstruktur begonnen wurde, läßt sich der derzeitige Stand zusammenfassen. Insbesondere soll untersucht werden, ob die Meßergebnisse eher auf erhaltene primordiale Magnetfelder oder auf von galaktischen Dynamos erzeugte Felder hindeuten.

Im Hinblick auf die zusammengefaßten Fragen wurden mit dem Effelsberger 100 m - Radioteleskop Messungen bei 17.4 cm , 6.3 cm und 2.8 cm in Gesamtintensität und linearer Polarisation gemacht. Die Kapitel II bis IV beschreiben die Datengewinnung und enthalten eine Zusammenstellung der Beobachtungsergebnisse bei den einzelnen Wellenlängen. Im anschließenden Kapitel V erfolgt dann die gemeinsame Interpretation aller Messungen. Im Anhang VI finden sich Verzeichnisse der verwendeten Literatur und der Abkürzungen.

Tabelle 2 : Radio-Kontinuumsmessungen von M33

λ/cm	ν/MHz	Teleskop	Art	Feld /′	HWB /′	σ/mK	Karten	Referenz
91.7	327	WSRT 3 km	I	180x180	0.9x1.8		2	Burton,Deul,van der Hulst,Israel , in Arbeit
49.2	610	WSRT 1.5km	I	60 x 60	1.0x1.9	500	4	s. Goss et al. 1980, Israel et al. 1982
			I_p					
49.2	610	WSRT 3 km	I	90 x 90	0.5x0.9			Deul,Goss,van der Hulst , in Arbeit
			I_p	90 x 90	0.5x0.9			
35.6	842	Effelsberg	I	120x120	15.7	120	4	Beck 1979
21.2	1412	WSRT 1.5km	I	48 x 60	0.4x0.8	100	2	Viallefond et al. 1985
21.2	1415	WSRT 1.5km	I	40 x 40	0.4x0.8	300	4	Israel und van der Kruit 1974
21.1	1420	Effelsberg	I	120x120	9.2	24	4	Beck 1979
			I_p	120x120	9.2	17	4	Beck 1979
21.1	1420	Cambr. HMT	I	110x170	0.8x1.6	~200		s. Newton 1980
18.1	1658	Effelsberg	I	60 x 60	7.6	18	2	Beck 1979
17.4	1720	Effelsberg	I	120x120	7.7	17	17	Buczilowski 1985
			I_p	120x120	7.7	13	17	Buczilowski 1985
11.1	2702	Effelsberg	I	99 x 99	4.4	7	39	Beck 1979
			I_p	99 x 99	4.4	3.3	19	Beck 1979
6.3	4750	Effelsberg	I	100x 70	2.42	3.8	26	Buczilowski 1985
			I_p	100x 70	2.42	3.3	26	Buczilowski 1985
			I	58 x 58	2.42	1.7	65	Buczilowski 1985
			I_p	58 x 58	2.42	1.9	65	Buczilowski 1985
6.2	4850	Effelsberg	I	84 x 84	2.55	4.6	18	von Kap-herr et al. 1978, Berkhuijsen 1983
2.8	10700	Effelsberg	I	45 x 45	1.17	3.6	17	Buczilowski 1985
			I_p	45 x 45	1.17	4.4	16	Buczilowski 1985
6.0	4995	WSRT 1.3km	I	3x3(N604)	0.1x0.2	620	1	Israel et al. 1982
6.0	4995	WSRT 1.3km	I	3x3(N595)	0.1x0.3	135	1	Viallefond et al. 1983b

II M33 bei 17.4 cm

II 1. EMPFANGSSYSTEM

Von Dezember 1974 bis Ende 1982 wurde im Primärfokus des Radioteleskops Effelsberg ein gekühlter Zweikanalempfänger eingesetzt. In Abbildung 3 ist der vereinfachte Signalverlauf in der benutzten Konfiguration dargestellt. Die in das Horn fallenden Wellen werden in links- und rechtszirkulare Komponenten aufgeteilt, in zwei Stufen parametrisch verstärkt, mit der Frequenz eines externen Oszillators (ULO) auf eine Zwischenfrequenz heruntergemischt und weiterverstärkt. Die direkte Addition beider Kanäle gibt die Gesamtintensität, die Korrelation in einem nachgeschalteten Polarimeter die Stokesparameter Q und U (Neidhöfer 1978). Mittenfrequenz und Bandbreite sind veränderbar, für die vorliegenden Messungen wurde mit dem gleichspannungsgesteuerten Oszillator auf 1720 ($\pm$50) MHz abgestimmt. Die maximale Bandbreite konnte wegen auftretender Radarstörungen nicht ausgenutzt werden.

Die Antennencharakteristiken der Stokesparameter I und U finden sich bei (Neidhöfer 1978). Der Abstand der ersten Nebenkeule der Gesamtintensität vom Hauptkeulenzentrum beträgt 11.9 ($\pm$0.3) Bogenminuten.

Seit Anfang 1983 ist ein verbesserter Zweikanalempfänger mit FET-Verstärkern in Betrieb. Seine Systemtemperatur beträgt T_{Sys} = 50 K (Zinz 1982).

Die Daten der drei verwendeten Empfänger sind in Tabelle 3 zusammengefaßt. Die bei den Wellenlängen angegebenen Werte für T_b/S ermöglichen die Umrechnung der in dieser Arbeit verzeichneten Intensitäten I (Flußdichte S pro Keulenfläche) auf die Strahlungstemperaturen T_b der Hauptkeule. Die Angaben für die instrumentelle Polarisation beziehen sich auf das Gesamtstrahlungsmaximum unpolarisierter Eichquellen. Das für die Gesamtintensität angegebene Konfusionsrauschen aus Hintergrundsquellen ist sowohl von der Auflösung als auch vom jeweiligen Beobachtungsfeld abhängig. Bei Angaben oder Meßwerten anderer Autoren ist die Referenz vermerkt.

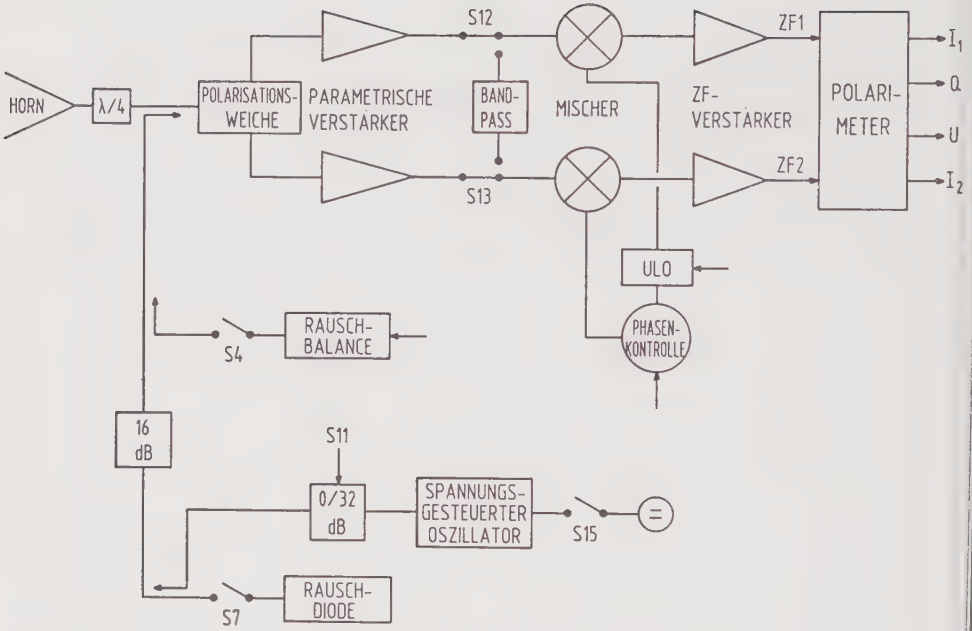


Abbildung 3 : Schaltbild der bis 1982 eingesetzten Konfiguration des 17.4 cm - Empfängers

Tabelle 3 : Empfängerdaten

Empfangssystem		17.4 cm PF	Ref.	6.3 cm SF	Ref.	2.8 cm SF	Ref.
Mittenfrequenz	$\bar{\nu}$/MHz =	1720		4750		10700	
RF - Bandbreite	$\Delta\nu$/MHz =	50		500		500	
Systemtemperatur	T_{Sys}/K =	68	5	65	7	80	3
Halbwertsbreite	HWB/′ =	7.66 (±0.13)		2.42 (±0.05)		1.17 (±0.02)	
maximale Nebenkeule	NK/dB =	-21	1	-15	8	-15	
Spiegelausleuchtung	2r/m =	100		100		100	
Hauptkeulenraumwinkel	Ω_{HK}/sr =	5.49 (±0.25) 10^{-6}		5.63 (±0.11) 10^{-7}		1.25 (±0.04) 10^{-7}	
(T_b/K) : (S/Jy K.$^{-1}$)	=	2.00 (±0.09)		2.55 (±0.05)		2.27 (±0.07)	
instrumentelle Polarisation	/% =	<1.3	6	0.9 (±0.4)		0.8 (±0.1)	
Konfusionsrauschen bei I	/mJy K.$^{-1}$ =	8.6		0.3	4	<0.6	2
Hornabstände	/′ =			7.95 (±0.03)		3.19 (±0.02) 8.17 (±0.04)	
Fehlwinkel (Hörner,Az)	/° =			-1.25 (±0.17)		-0.81 (±0.14)	

Referenzen:
1:Neidhöfer 1978, 2:Andernach 1981a, 3:Klein 1981, 4:Andernach 1981b, 5:Zinz 1979, 6:Mantovani et al. 1982, 7:Morsi 1982, 8:Gräve 1984.

II 2. DATENREDUKTION

II 2.1 Allgemeines Beobachtungs- und Reduktionsverfahren

An dieser Stelle soll eine kurze, für alle drei in dieser Arbeit behandelten Wellenlängen gültige Beschreibung der Datengewinnung und Verarbeitung gegeben werden. Weitergehende Darstellungen finden sich in (Neidhöfer et al. 1978, Beck 1979).

Mit dem Effelsberger 100 m-Teleskop wird der durch Feldzentrum und Feldgröße definierte Himmelsausschnitt durch aufeinanderfolgende, gegeneinander versetzte Einzelschnitte zeilenweise abgetastet. Zur Beseitigung von Intensitätsverzerrungen in Fahrtrichtung empfiehlt sich das Kartieren mit zueinander senkrechten oder geneigten Richtungen im himmelsfesten Äquatorialsystem oder im teleskopfesten Horizontalsystem. Die mit vorgewählten phasenweise alle 16 ms wechselnden Empfängerkonfigurationen erzeugten Meßsignale werden verstärkt und in einem Polarimeter zu Stokesparametern korreliert. Die Polarimeterausgänge lassen sich digitalisieren, integrieren und in Form verschlüsselter Zahlenwerte auf Magnetband schreiben.

Im Max-Planck-Institut für Radioastronomie in Bonn werden diese Rohdaten auf der Rechenanlage CDC Cyber 172 vorwiegend mit der NOD2-Programmbibliothek (Haslam 1982) weiterverarbeitet. Mit einer Interpolationsfunktion wird für jeden Einzelschnitt eine eindimensionale Datenkette errechnet. Die Mittelung erfolgt so, daß der Meßpunktabstand ebenso wie der Abstand der Schnitte etwa 1/3 der Halbwertsbreite des Teleskops entspricht. Nach Herausfiltern von Interferenzspitzen werden die Werte für die Quellen- und Eichsignale aller Empfängerkanäle als eindimensionale Datentabelle abgespeichert.

Nach der Beseitigung von Störungen und die Basislinie verzerrenden Randquellen wird aus den Datentabellen eine zweidimensionale Zahlenmatrix mit dem vorgegebenen Raumwinkelabstand hergestellt. Diese Flußdichteverteilung kann dann mit Hilfe der NODPLOT-Programmbibliothek (Haslam 1982) in Form von Isophoten, Grau- oder Farbstufen anschaulich dargestellt und astronomisch interpretiert werden.

II 2.2 Reduktionsweg bei 17.4 cm

Da es sich um einen Einzelhornempfänger handelt, lassen sich die Daten direkt in den zwei zueinander senkrechten Richtungen von Rektaszension und

Deklination des himmelsfesten Äquatorialsystems aufnehmen. Die Stokesparameter Q und U werden durch Drehung vom erdgebundenen Teleskopsystem in das Himmelssystem für die Drehung des parallaktischen Winkels korrigiert. Die Beseitigung von Störungen in den Meßwerten erfolgt bereits in den eindimensionalen Datentabellen. Randquellen in Fahrtrichtung, die das Basisniveau verzerren können, werden entfernt. Die zweidimensionalen Karten lassen sich bei relativen Positionsfehlern auf das gleiche Zentrum schieben und dann addieren.

II 2.3 Eichung

Die meßbare Flußdichte S einer Radioquelle nimmt mit dem Quadrat ihrer Entfernung ab.

Für die Eichung des gesamten und des linear polarisierten Flusses von M33 wurden die drei Quasare 3C48, 3C147 und 3C286 mit Werten aus der Liste von Baars et al. (1977) herangezogen. Da 3C48 und 3C147 bei 17.4 cm nur schwach polarisiert und die Polarisationswinkel nur ungenau bestimmbar sind, wurde zusätzlich der stark polarisierte Quasar 3C138 gemessen, dessen Gesamtfluß S_{17} an die Baarsskala angeglichen wurde. Die Angaben für den linearen Polarisationsgrad P_{17} und den Polarisationswinkel ψ_{17} in Tabelle 4 sind aus der Zusammenstellung von Tabara und Inoue (1980) abgeleitet. In der letzten Spalte ist die Anzahl der vorhandenen Kartierungen einer Eichquelle angegeben.

Tabelle 4 : Eichquellen 17.4 cm

Quelle	S_{17} /Jy	ψ_{17} /°	P_{17} /%	$P_{gemessen}$ /%	Anzahl
3C 48	13.49 (±0.67)	162 (± 4)	0.9 (±0.9)	1.9 (±0.3)	4
3C 138	7.68 (±0.38)	167 (± 1)	7.9 (±0.8)	8.7 (±0.8)	4
3C 147	19.32 (±0.97)	129 (±22)	0.4 (±0.3)	1.4 (±0.4)	2
3C 286	13.39 (±0.67)	31 (± 2)	9.0 (±0.3)	10.4 (±1.1)	1

Aus den Stokesparametern Q und U folgen die Schwingungsrichtungen des E-Vektors im instrumentellen System :

$$\psi = 0.5 \arctan (U/Q) \qquad \text{Gl.(1)} ,$$

wobei für die Eindeutigkeit des Arkustangens die Vorzeichen von U und Q zu

berücksichtigen sind. Die Richtungen müssen um die durch das Empfangssystem bedingte Abweichung zwischen Soll- und Istwinkel gedreht werden. Als Eichung dienen die in der Tabelle 4 angegebenen auf den Himmelspol des Äquatorialsystems bezogenen Werte.

Die integrierte Flußdichte S der Karte einer ausgedehnten Quelle mit in Jy pro Keulenfläche geeichter Intensität ergibt sich als Summation aller Zahlenwerte mal dem Flächenverhältnis von Punktgitterraumwinkel Ω_G zu Antennenraumwinkel Ω_A:

$$S = (\Omega_G / \Omega_A) \quad \Sigma I_i \ (M33) \qquad \text{Gl.(2)} .$$

Das Winkelverhältnis läßt sich an Eichquellen E bestimmen als Quotient der Karteneinheiten von Maximalintensität und Summe ihrer Meßpunktwerte des gesamten Antennendiagramms :

$$(\Omega_G/\Omega_A) = I_{max}(E) \ / \ \Sigma I_i \ (E) \qquad \text{Gl.(3)} .$$

II 3. GESAMTINTENSITÄT

II 3.1 Beobachtungsparameter

Im Juli 1979 und im April 1982 wurden bei 17.4 cm Wellenlänge insgesamt 17 Karten eines 2° x 2° großen Feldes um das Zentrum von M33 im Äquatorialsystem gefahren. Die Abtastgeschwindigkeit betrug v = 2 $^{\circ}$/min bis 3 $^{\circ}$/min , der Einzelschnittabstand 2.5 . Mit der Halbwertsbreite von 7.66 lassen sich bei einer Entfernung von 720 kpc auf der Hauptachse von M33 1.6 kpc und auf der Nebenachse (i = 55°) 2.8 kpc auflösen.

II 3.2 Gesamtstrahlung

Die Gesamtintensitätsverteilung ist als gewichtete Summe der 17 Abdeckungen in Abbildung 4 zu sehen. Die Konturen sind Linien gleicher Intensität und in Jy/Keule geeicht. Dieses Maß ist eine Flächen-Radiohelligkeit und damit entfernungsunabhängig. Konturlinien mit einem Pfeil im Uhrzeigersinn geben Intensitätssenken, solche mit einem Pfeil gegen den Uhrzeigersinn entsprechend Höhen an. Das Nullniveau ist gestrichelt gezeichnet. Die Teleskophalbwertsbreite bei 17.4 cm ist als schraffierte Kreisfläche in einer Ecke symbolisiert. Das optische Zentrum aus Tabelle 1 ist hier, wie in allen weiteren Abbildungen von M33, durch ein "+" angegeben.
Das rms-Rauschen der Karte beträgt 8.6 mJy/Keule (17 mK T_b) und entspricht der Konfusionsgrenze der Gesamtintensität bei 17.4 cm. Konturen sind ab 20 mJy/Keule in zwanziger Schritten gezeichnet. Die punktförmigen Quellen über dem vierfachen Rauschen sind mit Bezeichnungen versehen, auf die in Abschnitt V 1. näher eingegangen wird. Die ersten Nebenkeulen auch der stärksten Punktquelle Q17 liegen mit etwa 7 mJy/Keule unter dem Rauschen, Verzerrungen der schwachen Scheibenemission von M33 durch Quellen treten also nicht auf. Das Rechteck begrenzt die Fläche der in Kapitel III beschriebenen 6.3 cm - Messungen.

II 3.3 Integrierter Fluß

Siebzehn in Abbildung 4 aufgelöste Quellen (Q1, Q3, Q11, Q12, Q14, Q15, Q17, Q18, Q19, Q20, Q21, Q22, Q23, Q24, Q31, Q37 und Q38) und fünf weitere erst bei kürzeren Wellenlängen erkennbare Objekte (Q4, Q7, Q9, Q13 und Q30) sind dem Hintergrund zuzurechnen (siehe V 1.) und gaußförmig abgezogen, die beiden unidentifizierten Quellen am linken Rand auf Null gesetzt. Abbildung 5 zeigt

die verbleibende Galaxienstrahlung von M33. Nordöstlich des Zentrums ist die starke Quelle Q10 zu sehen. Ausbuchtungen südwestlich des Zentrums sind auf den optisch auffälligen Südarm IS (vgl. Abbildung 1) zurückzuführen. Durch ihn erscheint auch das Gesamtintensitätsmaximum in diese Richtung verschoben. Eine Ellipsenintegration mit der Hauptachse bei p.a. = 21° und einer Inklination von i = 55° bis zum Hauptachsenradius von r = 50′ (10.5 kpc) ergibt als Gesamtfluß von M33

$$S_{17.4} = 2.71\ (\pm 0.25)\ \text{Jy}\ .$$

59 ($\pm$6) % der Strahlung kommen aus der Hälfte südlich der Nebenachse.

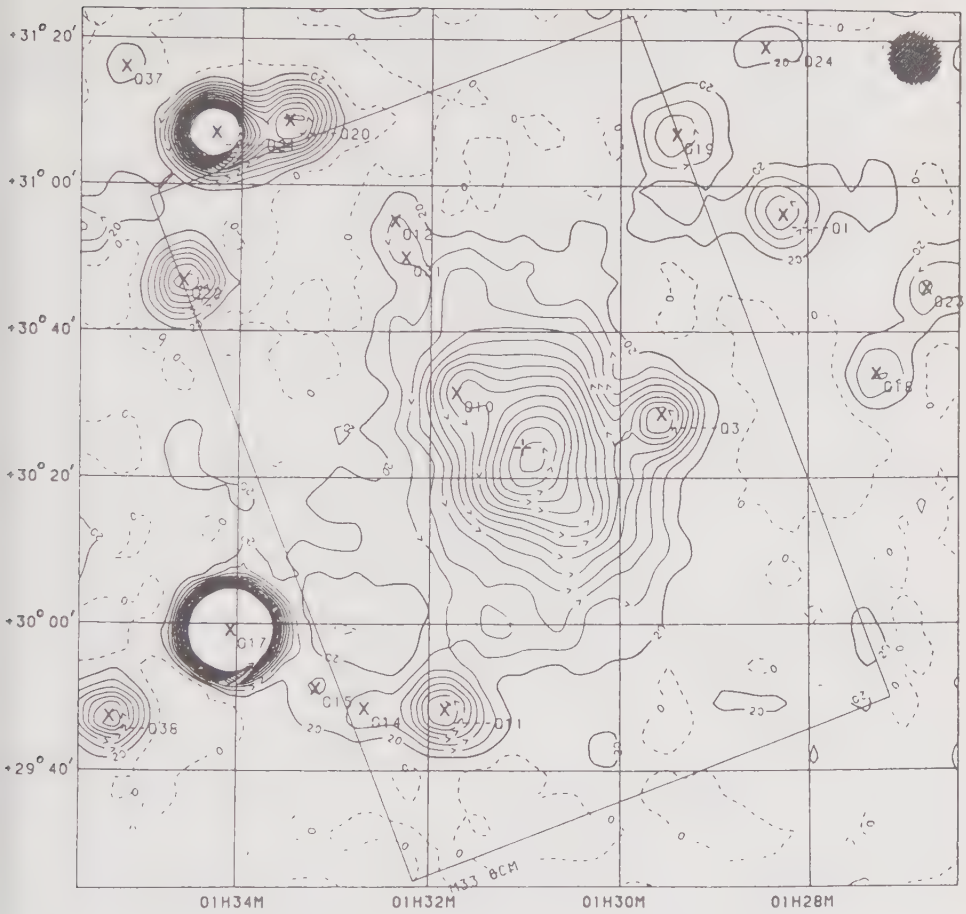


Abbildung 4 : Gesamtintensität des Meßfeldes um M33 bei 17.4 cm als Konturlinien in mJy/Keulenfläche. Die schraffierte Fläche rechts oben veranschaulicht die Auflösung. Die Nullkontur ist gestrichelt gezeichnet. Punktquellen über dem vierfachen Rauschen sind mit "X", das optische Zentrum durch "+" angegeben.
Das Rechteck begrenzt die Meßfläche bei 6.3 cm (Kapitel III).

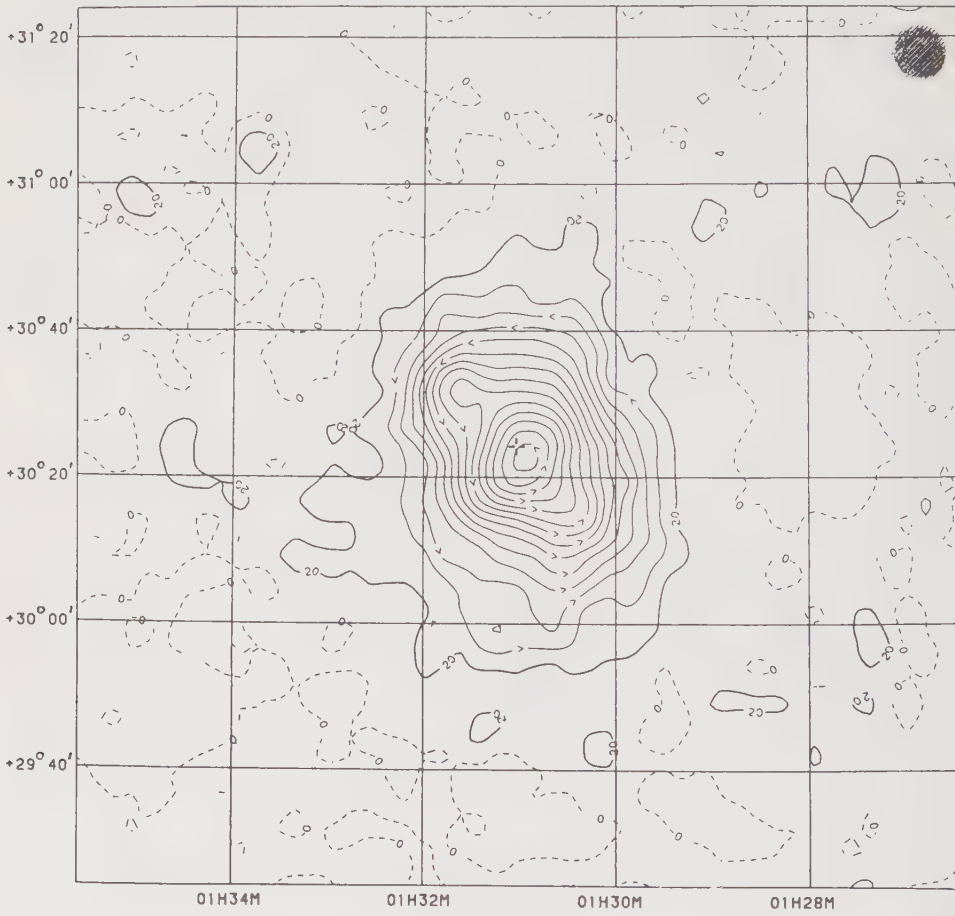


Abbildung 5 : Gesamtintensität von M33 bei 17.4 cm in mJy/Keulenfläche nach Abzug von 24 Hintergrundsquellen.

II 4. LINEAR POLARISIERTE INTENSITÄT

Zirkulare Polarisation der Synchrotronstrahlung ist im Gigahertzbereich vernachlässigbar. Die hier allein betrachtete linear polarisierte Intensität I_p ergibt sich aus den Stokesparametern Q und U und ihrem mittleren Rauschen σ_{QU} zu

$$I_p = (Q^2 + U^2 - (1.3\,\sigma_{QU})^2)^{0.5} \qquad \text{Gl.(4)} ,$$

wobei der empirische Wert $(1.30 \ (\pm 0.05) \ \sigma_{QU})^2$ für die in dieser Arbeit behandelten Frequenzen das durch Quadrieren von negativen Rauschanteilen zu hohe Basisniveau der Endkarten korrigiert (positives Rauschen, vgl. Wardle und Kronberg 1974).

Abbildung 6 zeigt die polarisierte Intensität ab 10 mJy/Keule (1.5σ) . Für alle Meßgitterpunkte, an denen die Gesamtintensität das doppelte und die polarisierte Intensität das eineinhalbfache Rauschen übersteigt, sind Vektoren der gemessenen Polarisationsrichtung angegeben. Ihre Länge variiert mit den Polarisationsgraden zwischen 5 % und 30 % , geringere Werte haben die Minimallänge, höhere Polarisationsgrade die Maximallänge und zusätzlich einen Querstrich. Der Eichbalken im Titel gibt P = 50 % an.

Wie bei den Effelsbergmessungen bei 21.1 cm und 11.1 cm (Beck 1979) kommt ausgedehnte linear polarisierte Strahlung aus dem Nordarmbereich, wobei das Maximum bei Arm IVN (s. Abbildung 1) liegt. In der Südhälfte sind nur schwache polarisierte Intensitäten erkennbar. Das gilt besonders für den optisch dominierenden Arm IS. Die stärkste linear polarisierte Quelle in dem gemessenen Feld ist, wie in der Gesamtintensität, Q17 . Die lineare Polarisation der Quellen Q11, Q15 und Q19 befindet sich an der Nachweisgrenze. Die Polarisationsgrade dieser vier Quellen sind in Tabelle 8 aufgeführt. Bei fünf weiteren intensiven Quellen (Q21, Q20, Q38, Q22 und Q3) ist keine Polarisation erkennbar.

Nach Abzug von Q11, Q15, Q17 und Q19 ergibt eine Ellipsenintegration bis zu einem Radius von r = 50′ in der Galaxienebene (10.5 kpc) als polarisierten Fluß

$$S_{p,17} = 192 \ (\pm 25) \text{ mJy} .$$

Nord- und Südhälfte enthalten davon etwa gleiche Anteile.

II 5. LINEARER POLARISATIONSGRAD

Die gemessenen Eichquellen haben Polarisationsgrade, die systematisch um 1.0 ($\pm$0.2) % über den Literaturangaben von Tabelle 4 liegen. Die Differenz ist auf die vorgetäuschte instrumentelle Polarisation des Teleskops und Empfängers zurückzuführen und muß bei den folgenden Polarisationsangaben berücksichtigt werden.

Der mittlere lineare Polarisationsgrad $\bar{P}$ der Gesamtstrahlung innerhalb der Ellipse mit r = 50′ ergibt sich aus den beiden Flußintegrationen zu

$$\bar{P} = S_p / S \qquad \text{Gl.(5)} .$$

Für 17.4 cm beträgt er bei M33

$$\bar{P}_{17} = 7.1\ (\pm 1.1)\ \% .$$

Die Polarisationsgrade in den einzelnen Meßpunkten sind aus Abbildung 6 ablesbar. Im Bereich der Nordarme um $\alpha_{50} = 1^h\ 31^m$, $\delta_{50} = 30^o\ 40'$ beträgt der lineare Polarisationsgrad im Mittel $\bar{P}$ = 20 ($\pm$7) % , östlich des Kerns um $\alpha_{50} = 1^h\ 32^m$, $\delta_{50} = 30^o\ 25'$ ist $\bar{P}$ = 15 ($\pm$5) % .

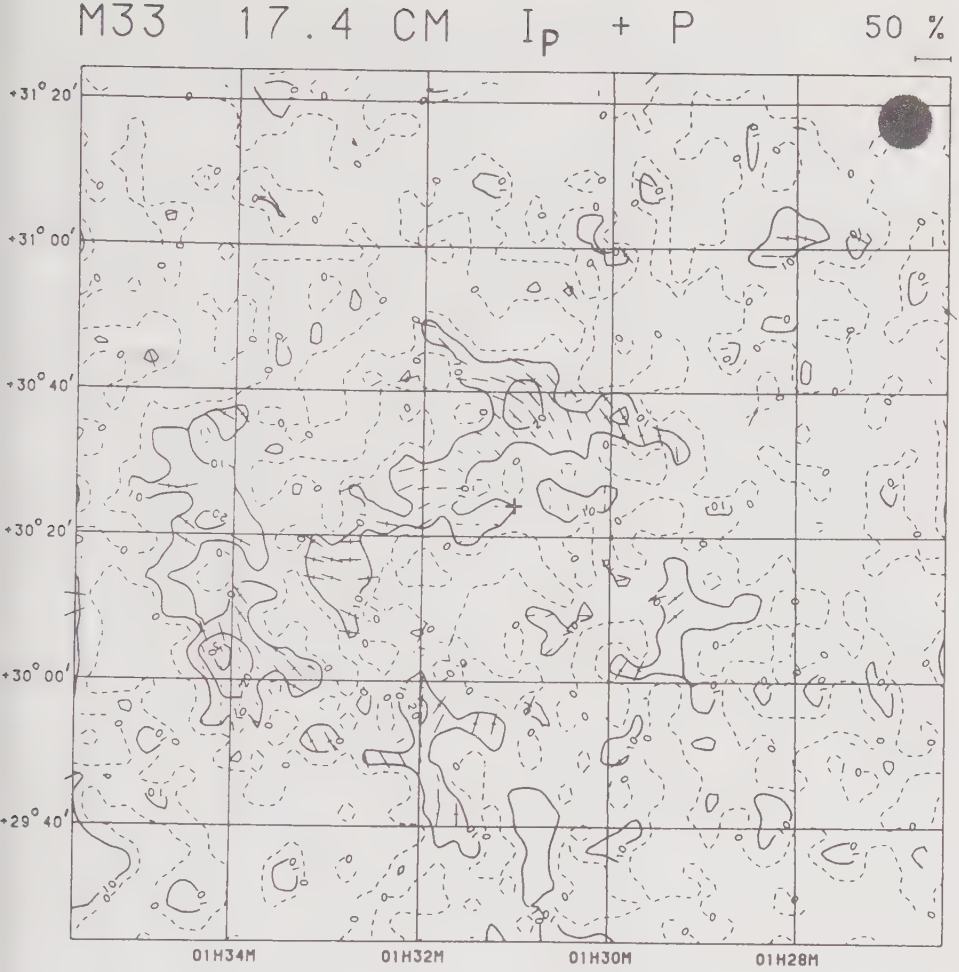


Abbildung 6 : Linear polarisierte Intensität des Meßfeldes um M33 bei 17.4 cm. Die Orientierung der Vektoren entspricht dem gemessenen E-Feld. Ihre Länge variiert mit Polarisationsgraden von 5 % bis 30 % , größere Werte sind durch einen Querstrich gekennzeichnet. Der Eichbalken im Titel gibt P = 50 % an.

III M33 bei 6.3 cm

III 1. EMPFANGSSYSTEM

Seit Anfang 1981 ist für 6.3 cm Wellenlänge im Sekundärfokus ein gekühlter parametrischer 3-Kanal-Korrelationsempfänger mit FET-Vorstufen in Betrieb. Mit zwei Polarimetern werden aus den drei Verstärkerzweigen die Gesamtintensität und die Stokesparameter Q und U der linearen Polarisation korreliert. Aufbau und Funktionsweise sind in (Krause 1983) beschrieben. Das Antennendiagramm der Gesamtintensität ist in (Gräve 1984) abgebildet. Danach beträgt der Abstand der ersten Nebenkeulen von der Hauptkeule 4.3 (±0.1).
Die wichtigsten Daten des Systems sind bereits in Tabelle 3 aufgeführt.
Für die Kartierungen wurden sowohl die Einzelhorn- als auch die Doppelhornkonfiguration verwendet. Bei einer gleichzeitigen Messung von Quelle und umgebendem Hintergrund lassen sich atmosphärische Störungen beseitigen.

III 2. DATENREDUKTION

III 2.1 Reduktionswege

Messungen mit nur einem Horn können im Äquatorialsystem gefahren werden. Bei nicht optimal eingestellten Polarimetern bilden die Ausgänge 1 und 2 bzw. 3 und 4 zueinander bei wechselnder Phasenbeziehung versetzte gedrehte Ellipsen. Die Datenpaare lassen sich auf einen zum Nullpunkt symmetrischen Kreis korrigieren (Sieber 1982, Morsi 1982). Bei der Erstellung von Datentabellen werden zugleich Interferenzen und Phasenfehler des Empfängers in den Kanälen 1 und 2 sowie 3 und 4 beseitigt. Außerdem lassen sich U und Q (Ausgänge 3,4) vom Teleskopsystem in Stokesparameter im Quellensystem drehen.

Als erste Bereinigung der Meßwerte werden dann gestörte Einzelschnitte ganz oder teilweise herausgenommen und aus den verbleibenden Daten Karten mit dem Punktabstand einer Bogenminute (hier 0.4 Halbwertsbreiten) erstellt. Diese Zahlenmatrizen können zweidimensional dargestellt, weiter editiert und korrigiert werden.

Die Anpassungen zweidimensionaler Gaußverteilungen an die Gesamtintensitäten der zwischen den Galaxienkartierungen gemessenen Eichquellen geben Abweichungen des Teleskops von der eingegebenen Sollposition an. Gleichzeitig liefern sie die willkürlichen Maximalwerte der Quellen, die im Vergleich mit Literaturangaben Eichfaktoren für die Intensität der Galaxienstrahlung ergeben. Aus den Maximalwerten des Q,U-Paars von Eichquellen läßt sich die Drehung der Polarisationsrichtung durch das Empfangssystem berechnen und der lineare Polarisationsgrad kontrollieren. Die Positionen der M33-Karten werden korrigiert, wenn die zeitlich nächstgelegene Eichquelle mehr als 10 % der Halbwertsbreite, also 15", von der Sollposition abweicht.

Wenn etwa gleichviele in zwei zueinander senkrechten Richtungen gefahrene M33-Einzelkarten von I, Q bzw. U vorliegen, können durch Gewichtung von Raumfrequenzen und Addition der Daten in der Fourierebene erhöhte Intensitäten in Fahrtrichtung ("Scanning") beseitigt werden.

Aus dem Satz positionsgleicher Stokesparameter I, Q und U lassen sich dann punktweise die linear polarisierte Intensität I_p, der lineare Polarisationsgrad P und der um die systembedingte Drehung bereinigte Positionswinkel ψ nach den Gleichungen (4), (5) und (1) errechnen.

Doppelhornmessungen sind nur im Horizontalsystem möglich, wodurch sich zusätzliche Reduktionsschritte ergeben. An Eichquellen bestimmt man die an den Himmel projizierten Hornabstände und den Fehlwinkel der Hörnerverbindungslinie gegen die Azimutrichtung. Damit werden die M33-Doppelhornkarten zu Einzelhornkarten restauriert und wegen der gegenläufigen Richtung von Azimut und Rektaszension gespiegelt. Danach erfolgt die Drehung der Gesamtintensitätskarten in das Äquatorialsystem. Da die Polarisationsdaten mit dem Haupthorn gewonnen werden, ist lediglich die Übertragung ins Äquatorialsystem erforderlich. Eine genaue Beschreibung des Reduktionsweges für Doppelhornmessungen findet sich bei (Krause 1983).

III 2.2 Eichung

Als Haupteichquelle wird der Quasar 3C48 verwendet, der von M33 nur $d\alpha = 46^s$ und $d\delta = 2.^\circ5$ entfernt ist, so daß eine atmosphärische Elevationskorrektur der Intensitäten unnötig ist. Die nach Baars et al. (1977) auf 6.3 cm interpolierten Flußdichten $S_{6.3}$ von 3C48 und 3C286 sind in Tabelle 5 angegeben. Die Eichung der M33-Karten erfolgt damit in Jy/Keule . Vermerkt sind außerdem die Polarisationswinkel und linearen Polarisationsgrade für 6.0 cm nach der Zusammenstellung von Tabara und Inoue (1980) und die Anzahl der verwendeten Karten. Die M33-Polarisationswinkel werden an den Sollwinkeln $\psi_{6.0}$ geeicht. Die bei der etwas längeren Wellenlänge von 6.3 cm gemessenen Polarisationsgrade nach Gleichung (5) stimmen in den angegebenen Fehlergrenzen gut mit den Literaturangaben überein.

Tabelle 5 : Eichquellen 6.3 cm

Quelle	$S_{6.3}$ /Jy	$\psi_{6.0}$ /°	$P_{6.0}$ /%	$P_{6.3\ gem.}$ /%	Anzahl
3C 48	5.50 (±0.28)	107.1 (±1.8)	4.8 (±0.8)	4.4 (±0.2)	69
3C 138		169.6 (±2.1)	11.7 (±1.3)	11.2 (±0.4)	6
3C 286	7.54 (±0.38)	32.3 (±0.6)	11.2 (±0.3)	11.4 (±0.5)	2
DR 21		134.0	0.3	0.9 (±0.4)	1

III 3. GESAMTINTENSITÄT

III 3.1 Beobachtungsparameter

Bei 6.3 cm Wellenlänge sind mit der Halbwertsbreite von 2.'42 bei einer Entfernung von 720 kpc auf der Hauptachse 510 pc und auf der Nebenachse (i = 55°) 880 pc auflösbar.

Mit der Einzelhornkonfiguration wurden zwischen Dezember 1981 und Januar 1982 in Hauptachsen- (p.a. = 21° gegen Deklination) und Nebenachsenrichtung 26 Überdeckungen eines 100′ x 70′ großen Umfeldes der Galaxie gefahren, um ein genaues Basisniveau für Flußbestimmungen zu gewährleisten. Die Abtastgeschwindigkeit betrug v = 1°/min , der Einzelschnittabstand 1′ . Das rms-Rauschen der kombinierten Karte beträgt 1.5 mJy/Keule .

Zur Verbesserung des Rauschens, besonders für die Polarisationsmessungen, wurden von November 1982 bis September 1983 neununddreißig 55′ x 47′ große Azimut-Elevations-Karten der Zentralregion mit der Doppelhornkonfiguration nachgefahren. Die Geschwindigkeit wurde auf 40 ′/min gesenkt, als Einzelschnittabstand wieder 1′ gewählt. Das Rauschen der aus diesen 39 Überdeckungen hergestellten Verteilung liegt bei 0.9 mJy/Keule .

III 3.2 Gesamtfeld

Das großräumige Umfeld von M33 aus der Einzelhornmessung ist in Abbildung 7 zu sehen. Die Konturen beginnen bei 3 mJy/Keule . Die Positionen von Hintergrundsquellen über 4σ sind markiert. Auf sie wird in Abschnitt V 1. (Tabellen 8 und 9) näher eingegangen. Die ersten Nebenkeulen in 4.'3 Abstand vom Quellenzentrum auch der beiden stärksten Punktquellen Q3 und Q10 liegen mit 2.7 mJy/Keule bzw. 2.0 mJy/Keule unter dem zweifachen Rauschen der Karte und beeinflussen ihre Umgebung nicht wesentlich. Der Kreis gibt das mit dem Doppelhornverfahren nachgemessene Feld an.

III 3.3 Integrierter Fluß

Zur Bestimmung des integrierten Flusses wird nur das Gesamtfeld aus den Einzelhornmessungen verwendet. Die sechzehn dem Hintergrund von M33 zugerechneten Quellen Q3, Q4, Q7, Q9, Q11, Q12, Q13, Q14, Q16, Q19, Q22, Q30, Q31, Q32, Q35 und Q36 (siehe V 1.) wurden gaußförmig abgezogen (Abbildung 8). Q11 ist mit einem Positionswinkel von 25° gegen die Nordrichtung elliptisch ausgedehnt, Q22 ebenfalls größer als die Antennenkeule. Ihre verbleibenden

Randstrukturen sind auf Null gesetzt. Eine Integration in Ellipsen bis zum Hauptachsenradius von r = 50′ (10.5 kpc) liefert für die Strahlung von M33 einen Flußwert von

$$S_{6.3} = 1.10\ (\pm 0.17)\ \text{Jy}\ .$$

55 (±5) % dieser integrierten Flußdichte kommen aus der Südhälfte der Galaxie.

III 3.4 Vergleich von Einzel- und Doppelhornmessung

Nach Emerson et al. (1979) können mit der Doppelhornmethode Strukturen bis zum dreifachen Winkelabstand der Fernfeldkeulen (hier 24′) ohne merkliche Flußverluste gemessen werden. Bei Strukturen über dem vierfachen Abstand wird das Rauschen der restaurierten Karte schlechter als bei atmosphärisch ungestörten Einzelhornmessungen. Generell steigt es mit der Wurzel aus dem Verhältnis von Schnittlänge zu Hornabstand an. Bei 6.3 cm wurde in der Einzelhornmessung in einem 45′ x 30′ großen Gebiet Emission über dem zweifachen Rauschen gefunden. Ein Vergleich der nachgemessenen Doppelhornkarte mit der Einzelhornkarte in Ringen um das Zentrum zeigt, daß bei gleicher Eichung die Doppelhornkarte innerhalb r = 20′ 12 % der Flußdichte verloren hat; die Verluste steigen von 4 % innerhalb r = 5′ zum Rand hin auf bis zu 30 % an. Da von den in Azimut gefahrenen 55′ je 5′ an Schnittanfang und Ende auf Null gesetzt wurden, sind bei den ins Äquatorialsystem gedrehten Karten etwa die inneren 22.5 zuverlässig und nur von konstanten Basisniveauverschiebungen betroffen. Außerhalb davon sind Flußabsenkungen durch Nivellierung schwacher Punktquellen oder schwacher ausgedehnter Emission nicht auszuschließen. Die Doppelhornkarte ist im Basisniveau der Einzelhornkarte angeglichen und skaliert, damit sie im Gesamtfluß dem entsprechenden Teil der Einzelhornkarte entspricht.

III 3.5 Teilkarte des Zentralgebietes

Ein Kreisausschnitt mit Radius r = 29′ der Doppelhornmessung und ein 58′ x 58′ großer Bereich der Einzelhornmessung ergeben bei gewichteter Mittelung nach der Empfindlichkeit die Teilkarte in Abbildung 9 . Das Rauschen beträgt innerhalb r = 29′ bei 65 Überdeckungen 0.7 mJy/Keule (1.7 mK T_b) . Die Verteilung ist damit dreimal empfindlicher als die 1974 gemessene bei 6.2 cm (s. Berkhuijsen 1983). Außerhalb r = 29′ ist das Rauschen bei den 26

Überdeckungen 1.5 mJy/Keule . Eingezeichnet sind alle Punktquellen mit einer Flußdichte über dem vierfachen Rauschen (s. V 1.). Die optisch auffälligsten HII-Regionen Q5, Q8, Q10, Q25, Q26 und Q27 sind bei 6.3 cm als Punktquellen nachweisbar.

Die nach Abzug der neun dem Hintergrund zugerechneten Punktquellen Q3, Q7, Q9, Q13, Q28, Q30, Q31, Q33 und Q34 (s. V 1.) erhaltene Gesamtintensitätsverteilung von M33 bei 6.3 cm ist in Abbildung 10 einer optischen Aufnahme der Lick-Sternwarte überlagert. Die Scheibe ist gegenüber dem Kern dominant. Ihre Strahlung innerhalb der 1.5 mJy/Keule - Kontur ist über 50′ x 30′ nachweisbar, weiter als die erkennbare optische Emission. Die Strukturen in beiden Wellenlängenbereichen sind eng korreliert. Zur Orientierung werden im folgenden die Definition der Armstruktur aus Abbildung 1 und die Quellenbezeichnungen in Abbildung 9 verwendet. Die leuchtstarke HII-Region Q10 ist in Nord-Süd-Richtung und nicht in Ost-West-Richtung, wie nach der hochauflösenden 6.0 cm-Westerbork-Karte (Israel et al. 1982) zu erwarten wäre, elliptisch verzerrt. Die Zentralregion, eine Ansammlung kleiner, leuchtstarker HII-Regionen (s. Boulesteix et al. 1974) um das mit "+" gekennzeichnete optische Zentrum, ist als drittstärkste Radioquelle gegenüber seiner Umgebung kaum ausgeprägt. Die im Radiobereich abnehmende Bedeutung einer 1 kpc großen Umgebung des Kerns von frühen zu späten Spiralgalaxien wie M33 hin ist allgemein zu beobachten (Hummel 1981).
Der Arm IN (vom Zentrum über Q29 zu Q10) zeigt schwächere Gesamtstrahlung als sein südliches Gegenstück IS (vom Kern zu Q25). Von IN spalten sich westlich von Q29 IIN und IIIN ab. Auch IVN (an dessen Innenrand Q8 liegt) und besonders VN (über Q5 und Q27) sind in der Radiokarte deutlich erkennbar. Die Nordarme sind in der Radioscheibe ausgeprägter.
In der Südhälfte ist der Arm IIS vom dominierenden IS nicht trennbar, IIIS nur undeutlich, VS nur im Ansatz zu erkennen. Nur IVS zeigt zwei deutliche Segmente erhöhter Radiostrahlung: eins davon, die auffällige Struktur um α_{50} = $1^h\ 30\overset{m}{.}8$ und δ_{50} = $30^\circ\ 05'$ fällt mit den OB-Assoziationen HS 110 und HS 112 (Humphreys und Sandage 1980) und den HII-Regionen B246 bis B254 (Boulesteix et al. 1974) zusammen. Die Maxima der Gesamtstrahlung von IS und VS liegen deutlich an den Innenkanten der Arme.

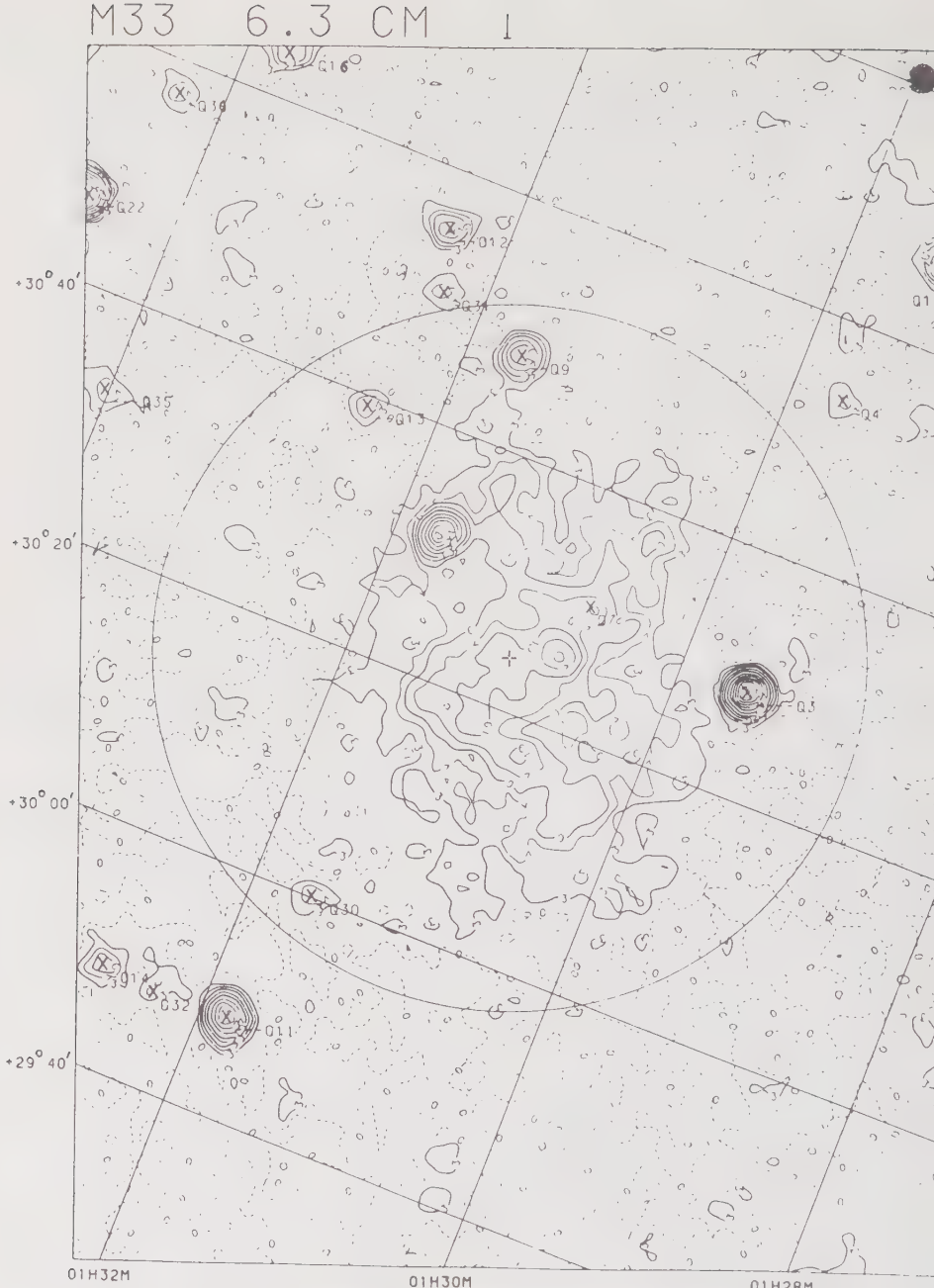


Abbildung 7 : Einzelhornmessung der Gesamtintensität im Meßfeld um M33 bei 6.3 cm in mJy/Keule mit gekennzeichneten Hintergrundsquellen. Der Kreis begrenzt das mit der Doppelhornmethode tiefer gemessene Feld.

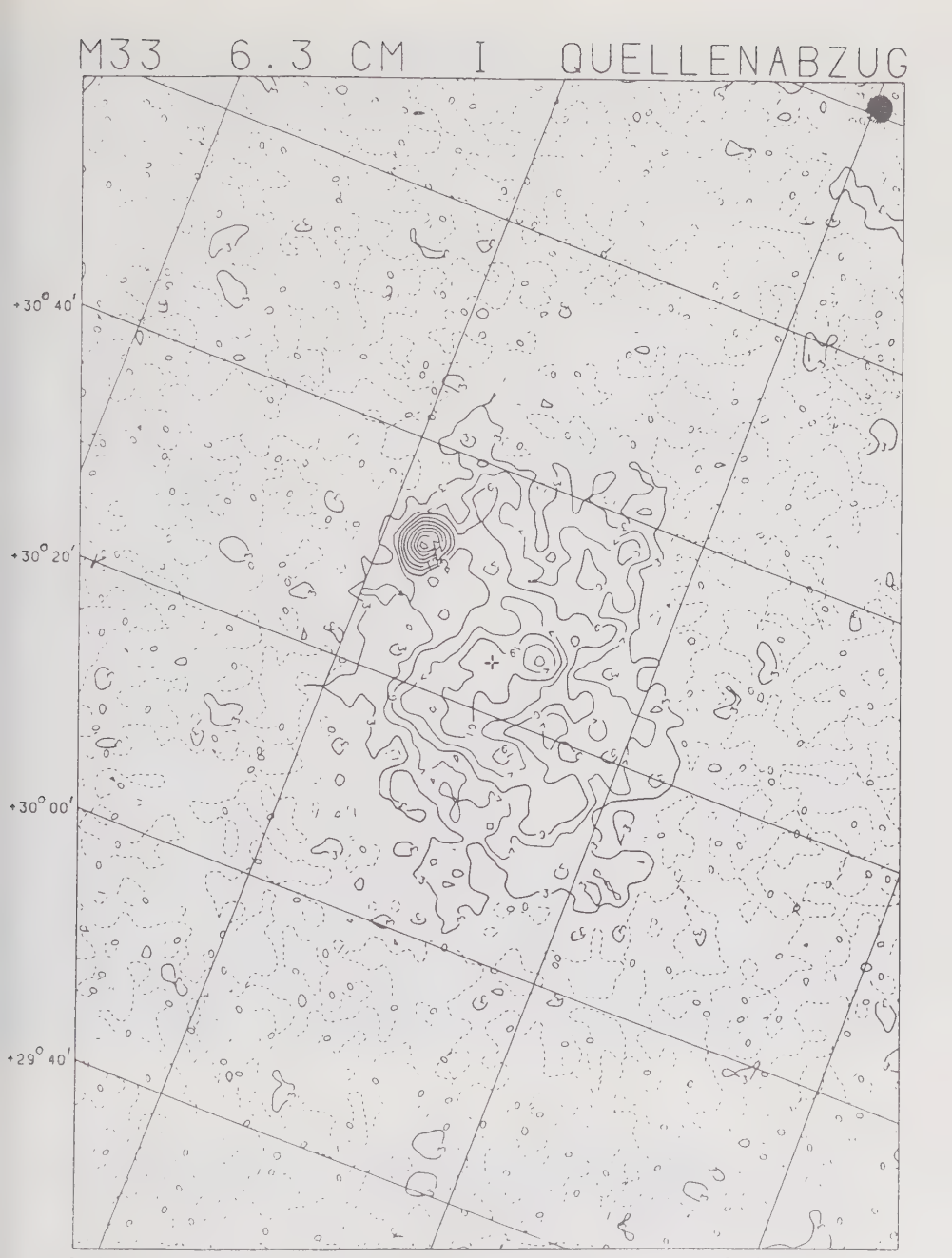


Abbildung 8 : Einzelhornmessung der Gesamtintensität von M33 bei 6.3 cm in mJy/Keule nach Abzug von 16 Hintergrundsquellen.

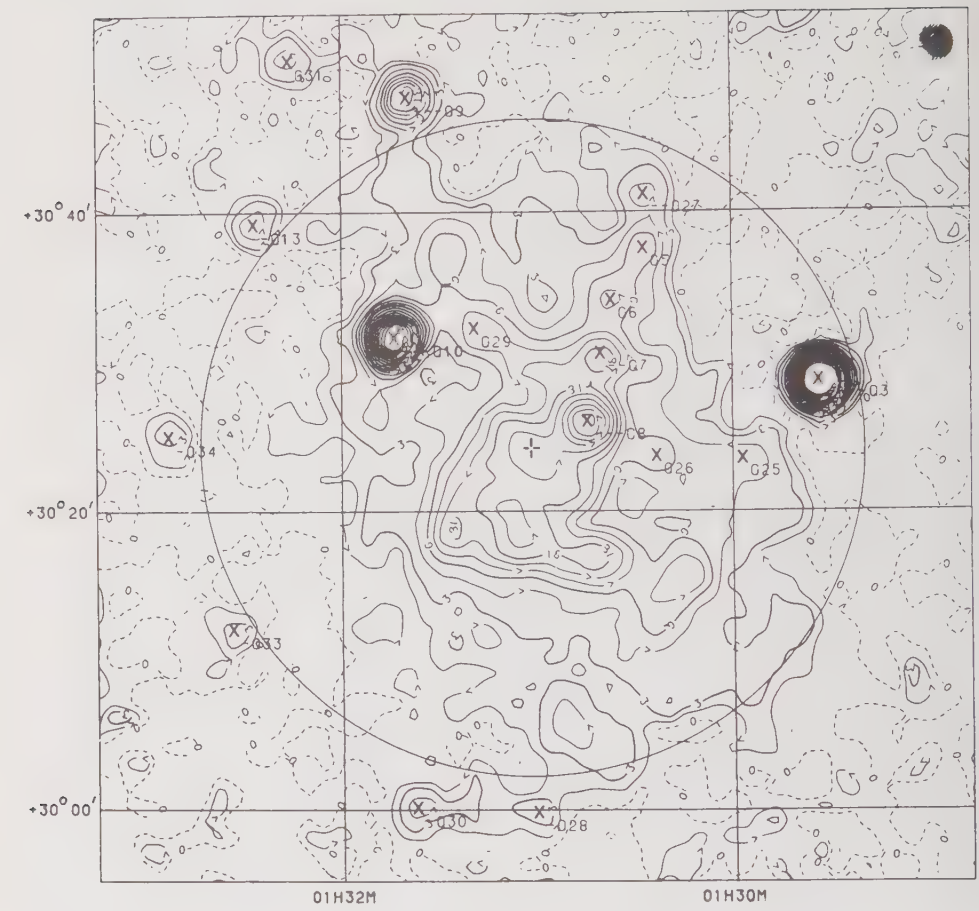


Abbildung 9 : Gesamtintensität des Meßfeldes um M33 bei 6.3 cm aus Einzel- und Doppelhornmessungen in mJy/Keulenfläche. Punktquellen über dem vierfachen Rauschen sind gekennzeichnet. Der Kreis begrenzt das Meßfeld bei 2.8 cm (Kapitel IV) .

Abbildung 10 : Überlagerung der Gesamtintensität von M33 bei 6.3 cm in mJy/Keule nach Abzug von neun Hintergrundsquellen auf eine optische Aufnahme (Lick).

III 4. INSTRUMENTELLE POLARISATION

An unpolarisierten Radioquellen, z.B. der kompakten HII-Region DR 21, läßt sich die vorgetäuschte Polarisation von Teleskop und Polarimeter untersuchen. Abbildung 11 zeigt die in Azimutrichtung gespiegelten 12′ x 12′ großen Antennendiagramme der Stokesparameter Q und U. Geschlossene Konturen geben positive, gestrichelt gezeichnete negative Werte an. Im Idealfall einer unpolarisierten Quelle wären Q und U in allen Punkten Null. Die instrumentell entstehenden positiven und negativen Strukturen sind mindestens 20 dB gegenüber dem Gesamtintensitätsmaximum gedämpft. Die mittlere instrumentelle Polarisation beträgt $\bar{P}_{inst,6.3} = S_{p,inst} / S = 1.6\ (\pm 0.1)\ \%$, der entscheidendere Anteil vom Gesamtintensitätsmaximum ist

$$P_{inst,6.3} = 0.9\ (\pm 0.4)\ \% .$$

III 5. LINEAR POLARISIERTE INTENSITÄT

26 Paare der Stokesparameter Q und U des 100′ x 70′ großen Gesamtfeldes geben ein Rauschen der linear polarisierten Intensität von 1.3 mJy/Keulenfläche (3.3 mK T_b). In Abbildung 12 ist die polarisierte Intensität ab 2 mJy/Keule zu sehen. Trotz des schlechten Signal-zu-Rausch - Verhältnisses ist bei den gekennzeichneten Quellen Q9, Q11, Q22 und Q30 lineare Polarisation über 2σ nachweisbar. Die Randquellen Q16 und Q19 sind wahrscheinlich ebenfalls polarisiert.

Mit den 55′ x 47′ großen Azimutmessungen wurden gleichzeitig auch 39 Paare von Q und U des Zentralgebietes nachgemessen.

Azimutkarten führen in der α/δ-Endkarte zu radial am Rand stark abnehmender Überdeckungszahl und damit ansteigendem Rauschen. In der Berechnung der polarisierten Intensität nach Gleichung (4) wird nur mit einem mittleren Wert gegen positives Rauschen korrigiert (s. II 4.), d.h. es wird im Zentrum etwas zu viel und am Rand deutlich zu wenig abgezogen. Die polarisierte Strahlung erscheint also in den schlecht überdeckten Außengebieten zu hoch. Weil die polarisierte Emission von M33 nur wenige σ erreicht und die Korrektur damit starke Veränderungen bewirkt, sind von den Azimutmessungen nur Meßpunkte verwendet worden, an denen mindestens 15 Überdeckungen vorliegen bis hin zur maximalen Zahl von neununddreißig. Da überall die 26 Q bzw. U Karten der Gesamtfeldmessung addiert wurden, bleibt der Fehler kleiner als 0.6

mJy/Keule. In den Ecken ($r \geq 28'$), wo nur die 26 Überdeckungen des Gesamtfeldes eingehen, sind die Werte mit ihrem exakten gleichmäßigen Rauschen korrigiert worden.

Abbildung 13 zeigt die 58′ x 58′ große Addition aller 65 Überdeckungen als linear polarisierte Intensität. Das Rauschen dieser Endkarte beträgt 0.7 mJy /Keule (1.9 mK T_b), in den abgegrenzten Ecken jedoch nur 1.3 mJy/Keule . Konturlinien sind für 1, 2 und 3 mJy/Keule gezeichnet. Für alle Datenpunkte $I_p > 1.1$ mJy/Keule ist die gemessene Polarisationsrichtung angegeben. Die Vektorlänge ist proportional zu I_p und anhand des Eichbalkens für 10 mJy/Keule umrechenbar.

In Abbildung 14 ist die polarisierte Intensität außerdem in Form von E-Vektoren einigen Konturen der Gesamtintensität aus Abbildung 9 überlagert, um die linear polarisierten Gebiete genauer zu lokalisieren. Q9 ist deutlich, Q30 wahrscheinlich polarisiert.

Wie bei 21.1 cm und 11.1 cm (Beck 1979) ist auch bei 6.3 cm die polarisierte Emission zum Bereich der Nordarme konzentriert. IN erscheint deutlich polarisiert, IS kaum. Die E-Vektoren der 6.3 cm-Karte stehen überwiegend senkrecht zu den angedeuteten Radioarmen.

Der linear polarisierte Fluß ist durch das gegenüber der Gesamtintensitätsmessung schlechtere Signal-zu-Rausch - Verhältnis nur bis etwa r = 30 ′ (s. Abbildung 27) nachweisbar. Nach Abzug der extragalaktisch angenommenen polarisierten Quellen Q9 und Q30 (s. V 1.) ergibt eine Ellipsenintegration des Zentralgebietes (Abbildung 13) bis r = 30 ′ mit i = 55° und p.a. = 21°

$$S_{p,6.3} = 83\ (\pm 33)\ \text{mJy} .$$

Die Integration über $r \leq 50'$ des Gesamtfeldes (Abbildung 12) nach Abzug von Q9, Q11, Q16, Q19, Q22 und Q30 führt zum gleichen Ergebnis, allerdings mit höherem Fehler.

Zweidrittel des polarisierten Flusses entfallen auf die Nordhälfte.

III 6. LINEARER POLARISATIONSGRAD

Aus den bestimmten linear polarisierten und gesamten Flußdichten (Abschnitte III 5. und III 3.3) ergibt sich nach Gleichung (5) als mittlerer Polarisationsgrad der Gesamtstrahlung für $r \leq 50'$

$$\bar{P}_{6.3} = 7.5\ (\pm 3.2)\ \% \ .$$

Der mittlere Polarisationsgrad beträgt im Bereich nördlich der kleinen Achse $\bar{P}_{6.3} = 11\ (\pm 2)\ \%$, im Süden nur $\bar{P}_{6.3} = 4\ (\pm 3)\ \%$. Die Nord-Süd-Asymmetrie ist also deutlicher als bei 11.1 cm (vgl. Beck 1979). Die vorwiegend in den Zwischenarmbereichen der Nordhälfte liegende ausgedehnte polarisierte Strahlung (Abbildungen 13 und 14) ist 16 (± 6) % polarisiert. Die Kernregion weist nur 4 (± 1) % Polarisation auf.

Die Polarisationsgrade von vier Punktquellen sind in Tabelle 8 (Abschnitt V 1.1) verzeichnet.

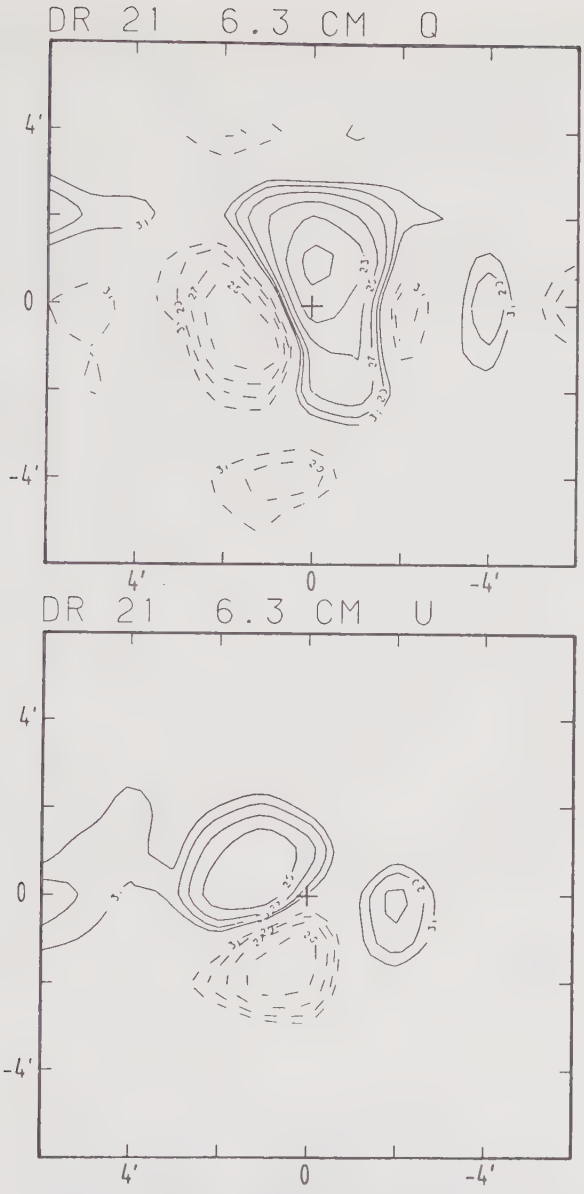


Abbildung 11 : Antennendiagramme der Stokesparameter Q und U bei 6.3 cm in dB relativ zum Gesamtintensitätsmaximum.
Geschlossene Konturen sind positiv, gestrichelte negativ.

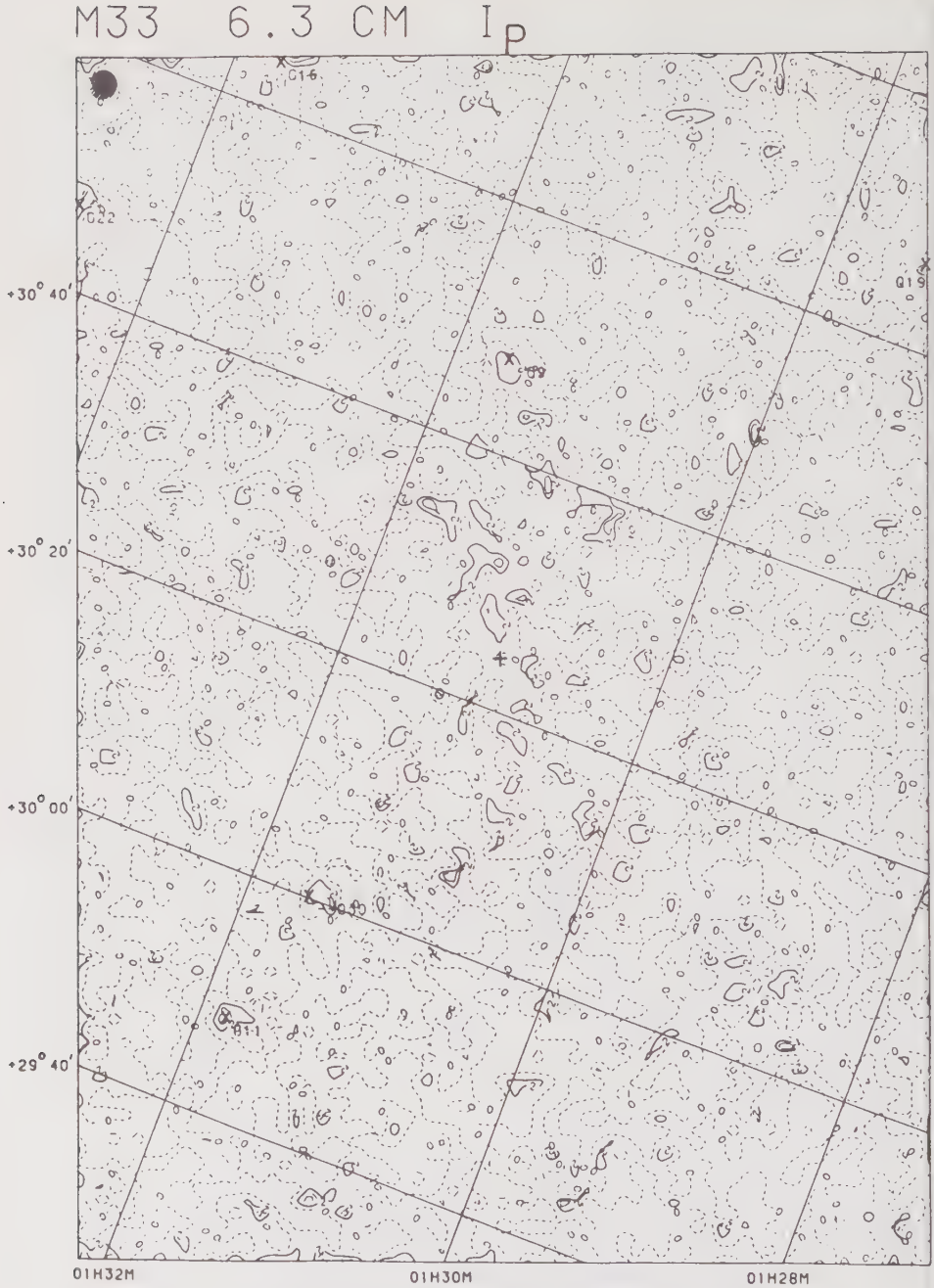


Abbildung 12 : Linear polarisierte Intensität des Meßfeldes um M33 bei 6.3 cm aus Einzelhornmessungen mit Positionen korrelierter Hintergrundsquellen. Konturen ab 2 mJy/Keulenfläche .

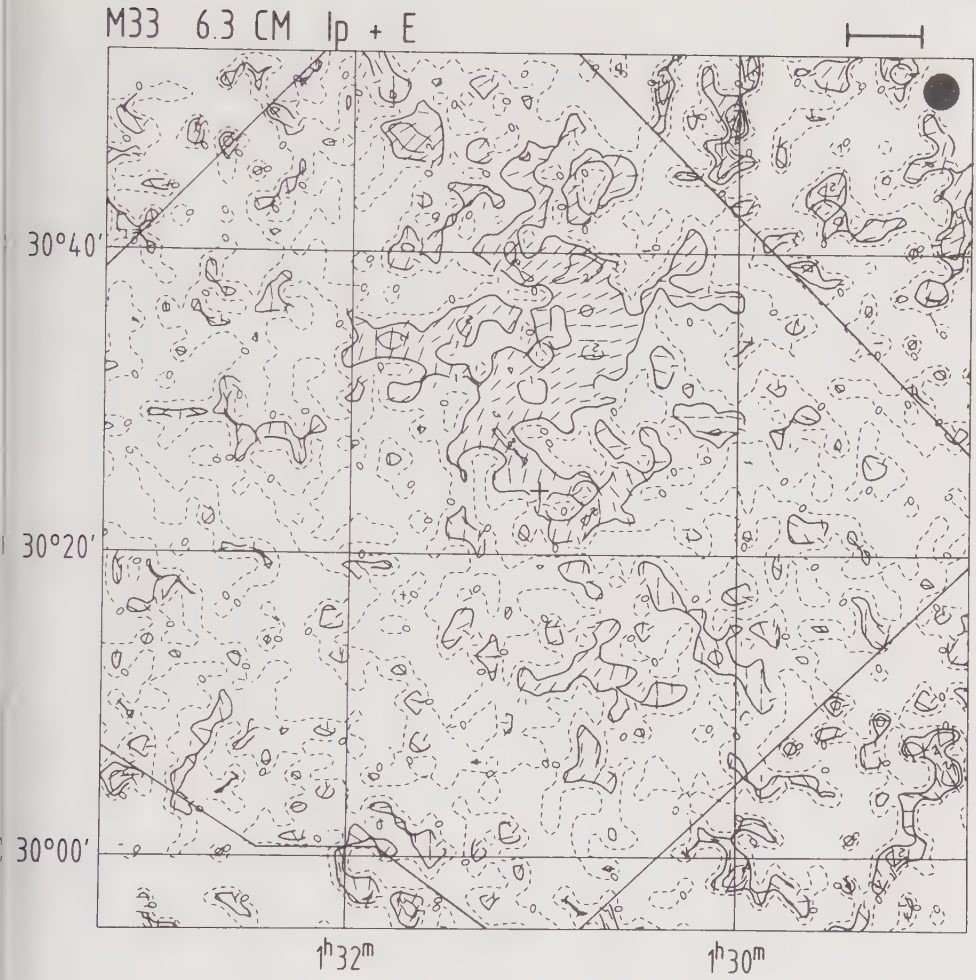


Abbildung 13 : Linear polarisierte Intensität des Meßfeldes um M33 bei 6.3 cm aus Einzel- und Doppelhornmessungen. Konturen beginnen bei 1 mJy/Keule, die überlagerte Polarisationsrichtung bei 1.1 mJy/Keule. Der Eichbalken rechts oben entspricht 10 mJy pro Keule. In den abgegrenzten Ecken ist das Rauschen erhöht.

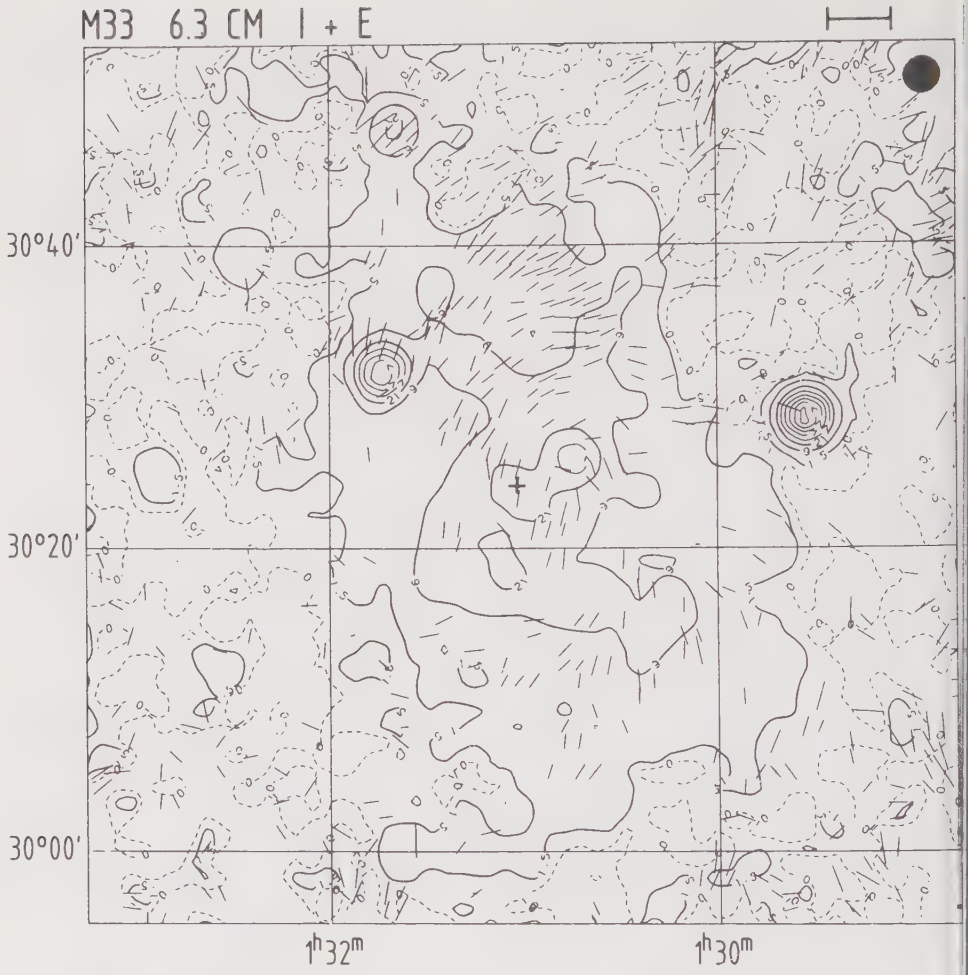


Abbildung 14 : Lineare Polarisation des Meßfeldes um M33 bei 6.3 cm ab 1.1 mJy/Keule auf Konturlinien der Gesamtintensität in mJy/Keule. Die Vektoren geben die gemessene Polarisationsorientierung an. Die polarisierte Intensität folgt aus der Länge der Vektoren anhand des 5 mJy/Keule entsprechenden Eichbalkens rechts oben.

IV M33 bei 2.8 cm

IV 1. EMPFANGSSYSTEM

Zwischen Juli 1978 und Ende 1980 wurde im Sekundärfokus des Effelsberger Radioteleskops für 2.8 cm Wellenlänge ein gekühlter 2-Kanal-Dickeempfänger mit zweistufigen parametrischen Verstärkern eingesetzt. Die drei Empfangshörner waren horizontal in Reihe angeordnet.

Der Signalfluß bei den Schaltersetzungen für gleichzeitige Gesamtintensitäts- und Polarisationsmessung ist bereits in (Buczilowski 1981) dargestellt. Die Gesamtintensität ergibt sich aus der Summe der Einzelintensitäten (Polarimeterausgänge 1 und 2) beider Kanäle. Die lineare Polarisation wird in Form der Stokesparameter U und Q aus den rechts- und linkszirkularen Komponenten des Haupthorns während der halben Integrationszeit korreliert (Ausgänge 3 und 4).

Die wichtigsten Daten des 2.8 cm - Empfangssystems sind in Tabelle 3 eingetragen. Das Antennendiagramm der Gesamtintensität findet sich bei (Klein 1981).

IV 2. DATENREDUKTION

IV 2.1 Reduktionsweg

Ein Flußdiagramm der Datenverarbeitung für gleichzeitig gemessene Stokesparameter I, Q und U mit dem 2.8 cm - 3-Horn-System ist in (Buczilowski 1981) abgebildet und erläutert. Bei den vorliegenden Daten wurde zur Beseitigung von Wettereinflüssen lediglich nach der Drehung ins Äquatorialsystem bei der Addition der Einzelkarten zusätzlich das "Scanning-Rauschen" herabgesetzt.

IV 2.2 Eichung

Die Intensitätseichung erfolgt wieder mit Quellen aus der Liste von Baars et al. (1977). Durch Verwendung des an der Sphäre zu M33 nahen Quasars 3C48 als Haupteichquelle wird eine Korrektur der bei 2.8 cm merklichen Extinktion der Atmosphäre umgangen. In Tabelle 6 sind weiterhin die Werte für Polarisationswinkel und linearen Polarisationsgrad nach Tabara und Inoue (1980), der gemessene Polarisationsgrad und die Anzahl der verwendeten Kartierungen angegeben.

Tabelle 6 : Eichquellen 2.8 cm

Quelle	$S_{2.8}$ /Jy	$\psi_{2.8}$ /°	$P_{2.8}$ /%	$P_{gemessen}$/%	Anzahl
3C 48	2.46 (±0.12)	115.6 (±3.6)	6.0	6.7 (±0.7)	12
3C 147	3.80 (±0.19)	32.0 (±2.8)	2.0 (±0.3)	2.5 (±0.6)	1
3C 249.1	0.34 (±0.02)				1
3C 286	4.40 (±0.22)	34.3 (±2.9)	11.6 (±0.1)	12.0 (±0.6)	4
3C 295	2.53 (±0.13)		1.9 (±0.8)	2.4 (±0.4)	1
NGC 7027	6.43 (±0.32)			0.8 (±0.1)	2

Die Polarisationswinkel sind an den Quellen 3C48, 3C147 und 3C286 geeicht, die bei 2.8 cm ausreichende lineare Polarisation aufweisen und für die damit der Winkel genügend genau bekannt ist. Die gemessenen Polarisationsgrade liegen systematisch 0.6 (±0.2) % der Gesamtstrahlung über den Literaturangaben. Der damit angedeutete Einfluß instrumenteller Polarisation auf die Messungen an M33 wird in Abschnitt IV 4.1 weiter untersucht.

IV 3. GESAMTINTENSITÄT

IV 3.1 Beobachtungsparameter

Zwischen Juni und November 1980 liefen Versuche, die schwache ausgedehnte Strahlung von M33 erstmals auch bei einer Wellenlänge von 2.8 cm zu kartieren. Im Horizontalsystem wurden 17 Überdeckungen eines 50′ x 40′ großen Feldes um das Zentrum von M33 gemessen. Neben nur durchschnittlichen Wetterbedingungen erschwerten technische Probleme im Empfangssystem empfindliche Kartierungen. Die Abtastgeschwindigkeit betrug 30′ bis 40′ pro Minute, woraus sich eine Meßzeit von 170 min bis 220 min pro Abdeckung ergibt. Der Abstand der Einzelschnitte von 20" führte zu über 18000 Datenpunkten bei den Azimut-Elevations - Karten. Das effektive 2.8 cm - Meßfeld ist als Kreis mit r = 22′ in die Abbildung 9 der empfindlichen 6.3 cm-Messung eingezeichnet. An den Rändern ist - zumindest bei 6.3 cm - noch Emission der Scheibe vorhanden. Das Feld wurde wegen der damaligen Rechnerkapazität und des sich mit der Ausdehnung verschlechternden Signal-zu-Rausch - Verhältnisses bei der 3-Horn-Technik (s. Emerson 1979) nicht größer gewählt.

Bei einer angenommenen Entfernung von 720 kpc sind mit der Halbwertsbreite von 1.17 Bogenminuten auf der Hauptachse von M33 245 pc und auf der Nebenachse bei i = 55° 430 pc trennbar. Damit wird die Keule kleiner als die Durchmesser der beiden größten HII-Regionen Q10 und Q8 . Die Addition der Karten ergibt bei der Originalauflösung ein rms-Rauschen von 1.6 mJy/Keule , was bei 2.8 cm 3.6 mK Strahlungstemperatur der Hauptkeule entspricht.

IV 3.2 Gesamtstrahlung

Abbildung 15 zeigt die 45′.5 x 45′.5 große Verteilung der auf 1.5 Bogenminuten verschmierten Gesamtintensität, bei der das Rauschen 1.2 mJy/Keule beträgt. Die Konturen beginnen bei 3 mJy/Keule . Es sind alle Punktquellen über 4σ gekennzeichnet. Neben den dominierenden HII-Regionen (s. V 1.) Q10, Q8, Q5, Q27 und Q29 erscheinen von M33 die beiden inneren Spiralarme IS und - deutlich schwächer - IN mit einer Intensität von jeweils etwa 3 mJy/Keule . Optisch auffällige Gebiete, besonders am beginnenden Arm VS aber auch an den auslaufenden Armen IVS und IIIN (vgl. Abbildung 1) sind auch im Radiobereich deutlich. Die Scheibe ist kaum noch nachweisbar. Die Kernregion ist schwach angedeutet bei etwa 6 mJy/Keule . Zusammengefaßt ist die Radiostrahlung stark

mit den Gebieten korreliert, aus denen wir thermische Emission erwarten.

IV 3.3 Integrierter Fluß

Die beiden nichtthermischen Hintergrundsquellen Q3 und Q7 (s. V 1.1) wurden abgezogen (s. Abbildung 35).
Eine Ellipsenintegration (p.a. = 21° , i = 55°) der verbleibenden Strahlung von M33 bis r = 22'.5 (4.7 kpc) mit einem Basisniveau zwischen r = 30' bis r = 35' ergibt als Flußdichte von M33

$$S_{2.8} = 482\ (\pm 130)\ \text{mJy}\ .$$

Mit diesen Integrationsparametern wären bei 6.3 cm (Abbildung 8) etwa 87 % der Gesamtstrahlung erfaßt worden. Die vergleichbare 2.8 cm - Flußdichte für $r \leq 50'$ läßt sich auf etwa 550 ($\pm$150) mJy abschätzen.

51 ($\pm$4) % der Strahlung kommen aus der Südhälfte.

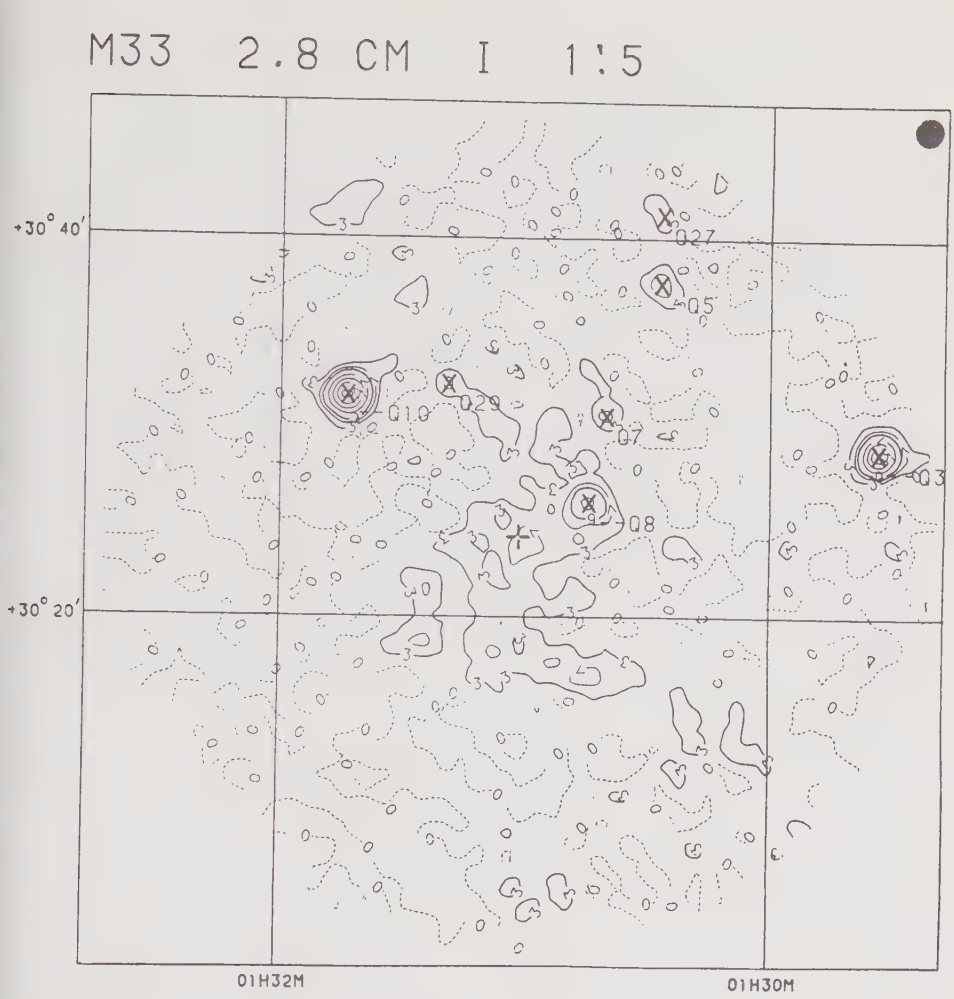


Abbildung 15 : Auf 1:5 verschmierte Gesamtintensität des Meßfeldes um M33 bei 2.8 cm mit Punktquellen über dem vierfachen Rauschen. Konturen in mJy pro verschmierter Keulenfläche.

IV 4. LINEARE POLARISATION

IV 4.1 Instrumentelle Polarisation

Die instrumentelle Polarisation wurde an zwei Kartierungen des unpolarisierten planetarischen Nebels NGC 7027 untersucht. In Abbildung 16 sind die Stokesparameter Q und U dieser Quelle zu sehen. Als mittlere instrumentelle Polarisation ergibt sich $\bar{P}_{inst,2.8} = S_{p,inst} / S = 1.5\ (\pm 0.4)$ % , auf der Teleskopachse ist

$$P_{inst,2.8} = 0.8\ (\pm 0.1)\ \% \ .$$

IV 4.2 Polarisierte Intensität

Aus 16 Karten des Gesamtfeldes wurde die linear polarisierte Intensität abgeleitet. Bei der Originalauflösung von 1.17 Bogenminuten ist das Rauschen 1.9 mJy/Keule (4.4 mK T_b). Die Polarisation von M33 ist zu schwach, um mit dieser Empfindlichkeit nachgewiesen werden zu können. Ein Kreisausschnitt von r = 20′ ist bei einer Verschmierung auf die Keulenfläche bei 6.3 cm von 2.42 Bogenminuten Halbwertsbreite in Abbildung 17 zu sehen. Die Konturen beginnen hier bei 3 mJy/Keule . Über dem 1.6 fachen Rauschen sind geschlossene Konturen polarisierter Intensität im Kernbereich, nordwestlich davon und in der Südhälfte zu sehen.
Eine Integration des polarisierten Flusses in Ellipsen bis r = 22′.5 (4.7 kpc) ergibt

$$S_{p,2.8} = 40\ (\pm 24)\ \text{mJy} \ .$$

IV 4.3 Polarisationsgrad

Der mittlere Polarisationsgrad der Gesamtstrahlung von M33 beträgt nach Gleichung (5) für $r \leq 22'.5$

$$\bar{P}_{2.8} = 8.3\ (\pm 5.5)\ \% \ .$$

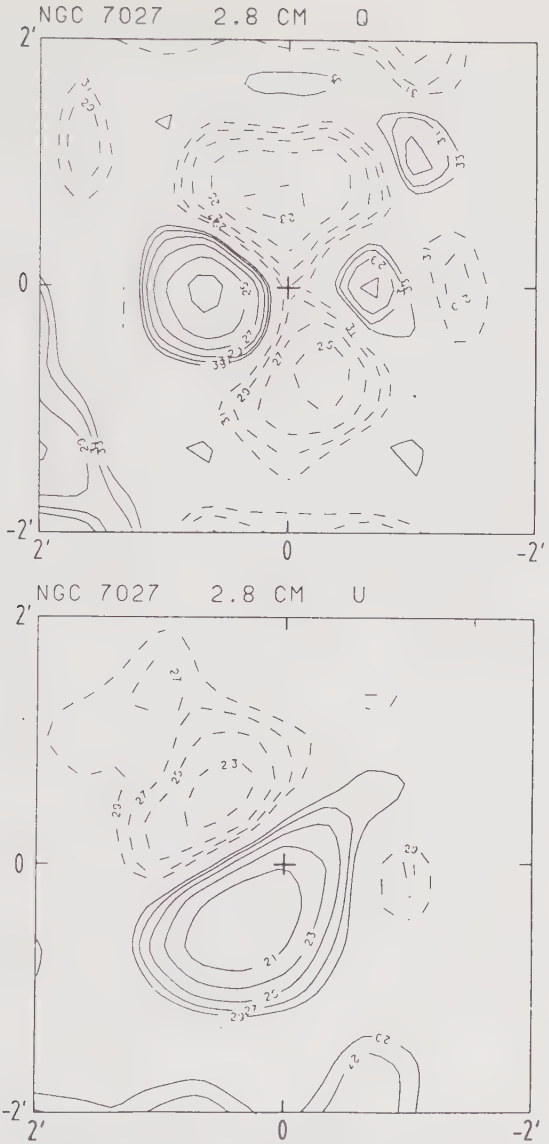


Abbildung 16 : Antennendiagramme der Stokesparameter Q und U bei 2.8 cm in dB relativ zum Gesamtintensitätsmaximum.
Geschlossene Konturen sind positiv, gestrichelte negativ.

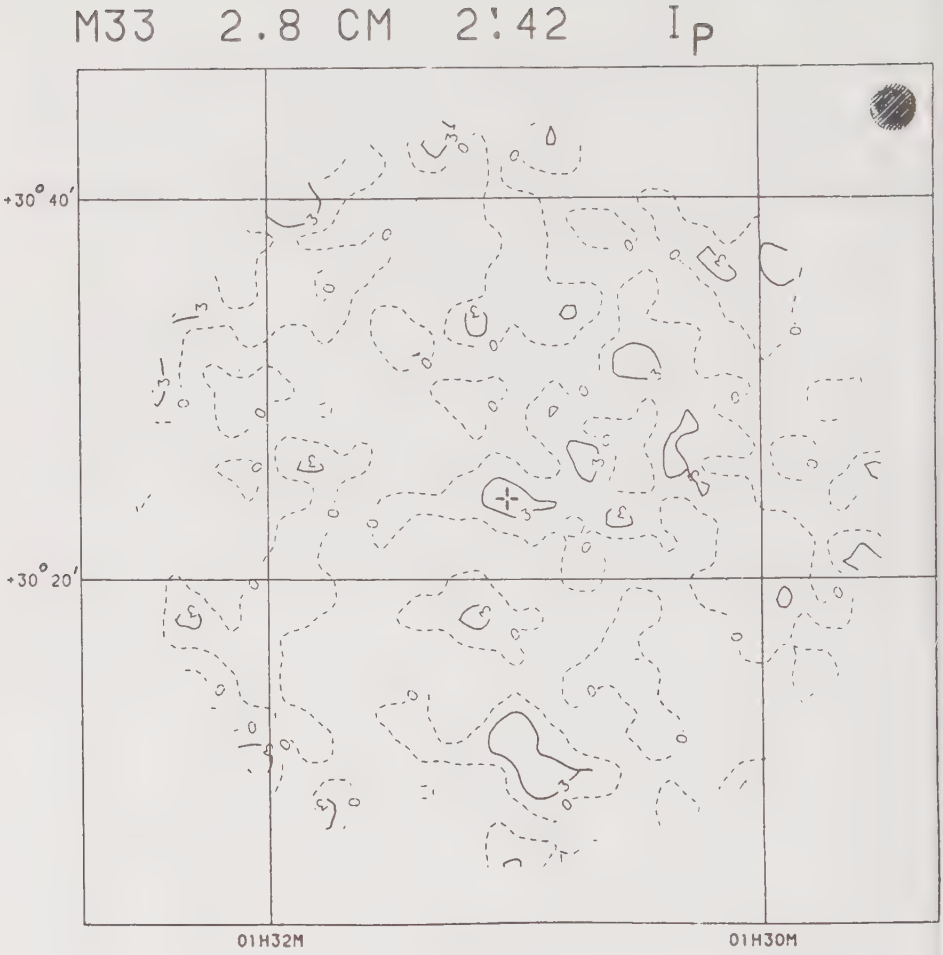


Abbildung 17 : Auf 2'.42 verschmierte linear polarisierte Intensität des Meßfeldes um M33 bei 2.8 cm ab 3 mJy pro schraffierter Keulenfläche.

V Diskussion

V 1. PUNKTQUELLEN - DURCHMUSTERUNG

V 1.1 Gesamtübersicht

Neben den in M33 auflösbaren Quellen sind der Galaxie punktförmige Quellen überlagert, die zufällig in die Sichtlinie fallen. Die Unterteilung in Strahlung aus M33 oder anderen Entfernungen ist beim Vergleich von Karten unterschiedlicher Auflösung notwendig. Besonders bei schlecht aufgelösten Messungen großer Wellenlänge können dort starke, verschmierte nichtthermische Vorder- und Hintergrundsquellen den Fluß erhöhen und das Spektrum der Galaxie zu steil erscheinen lassen.

Tabelle 8 gibt eine Zusammenstelllung von 37 Punktquellen im 2° x 2° großen Feld, für die bei mindestens einer der drei in dieser Arbeit behandelten Frequenzen der Flußwert über dem vierfachen Rauschen liegt. Als weitere Einschränkung sind nur solche Strahlungsregionen genommen, die durch eine Gaußverteilung mit höchstens 20 % Abweichung von der Halbwertsbreite der jeweiligen Frequenz dargestellt werden können. Für die sechzehn mit dieser Arbeit hinzugekommenen Objekte ist die Numerierung der bisherigen Effelsbergmessungen (von Kap-herr et al. 1978, Beck 1979) fortgeführt, die Quellen werden aber nach ansteigender Rektaszension tabelliert. Die angegebene Position als Rektaszension und Deklination von 1950 ist jeweils bei der höchstmöglichen Auflösung durch Anpassung einer zweidimensionalen Gaußverteilung ermittelt worden. Flußwerte am zur Basisniveaubildung benutzten Rand oder auf der Galaxienscheibe sind wegen der schwierigen Festlegung eines sie umgebenden Strahlungsuntergrundes weniger zuverlässig. Als Fehler sind in diesem Fall deshalb mindestens 20 % angegeben, wenn nicht die Gaußanpassung selber oder das doppelte Rauschen bereits höhere Fehler liefern.

Der in Tabelle 8 angegebene Spektralindex ist nach der Konvention

$$S = \text{const.} \cdot \nu^{-\alpha} \qquad \text{Gl.(6)}$$

durch lineare Regression mit Wichtung umgekehrt zum Quadrat der relativen Fehler ermittelt worden. Neben den aufgeführten Meßwerten wurden auch die Effelsbergergebnisse bei 35.6, 21.1, 18.1, 11.1 und 6.2 cm der beiden oben

erwähnten Zusammenstellungen verwendet. Die Anzahl N der verfügbaren Werte ist vermerkt. Ein Spektralindex ist nur angegeben, wenn mindestens N = 3 Flußbestimmungen vorhanden sind. Besonders bei schwächeren Objekten können bei schlechter Auflösung weitere in die Keule fallende Strahlungsgebiete den Flußwert erhöhen und das Spektrum merklich verzerren. Für Quellen mit nachweisbarer linearer Polarisation bei 6.3 cm oder 17.4 cm ist der Polarisationsgrad P angegeben. Die Fehler aller Meßwerte sind in Klammern hinzugefügt. Die Positionen der Tabelle 8 sind zur Orientierung in Abbildung 18 der blauen Aufnahme des Palomar Sky Surveys überlagert.
Die wichtigsten Punktquellen - Durchmusterungen im Gebiet um M33 mit einer Positionsungenauigkeit von höchstens einigen Bogenminuten sind in Tabelle 7 zusammengefaßt. Neben dem Beobachtungsort ist die im folgenden verwendete Survey-Abkürzung, die benutzte Wellenlänge, die Halbwertsbreite, der minimale Fluß für eine Quellenidentifikation und ein Literaturhinweis vermerkt.

Tabelle 7 : Punktquellen - Durchmusterungen um M33

Survey	Abk.	λ /cm	HWB /′	S_{min}/mJy	Referenz
Bologna	B2	73.5	3 x 10	200	Colla et al. 1970
Cambridge	C	21.1	0.8 x 1.6	5.1	Newton 1977 (unveröffentlicht)
Westerbork	WE	21.2	0.4 x 0.8	3.9	Willis et al. 1976
Westerbork	IK	21.2	0.4 x 0.8	1.2	Israel und van der Kruit 1974
Westerbork	VGHC	21.2	0.4 x 0.8	0.3	Viallefond et al. 1985

In Tabelle 9 sind die gefundenen Effelsbergquellen den vorhandenen Bezeichnungen anderer Kataloge (NGC = New General Catalogue (Dreyer 1888), IC = Index Catalogue (Dreyer 1895) sowie WE, IK, VGHC und B2) gegenübergestellt. Sie sind einander zugeordnet, wenn ihre Positionen sich weniger als 30 % der jeweiligen Halbwertsbreite von der genauest bekannten unterscheiden. Eine Identifizierung in der Cambridge-Messung über dem sechsfachen Rauschen ist mit einem "X" markiert. Beim VGHC-Survey bedeutet die Bezeichnung "I-2" Nr. 2 aus ihrer Tabelle 1 möglicher Hintergrundsquellen, "II-6" entsprechend Nr. 6 aus ihrer Tabelle 2 aller mit Hα - Emission zusammenfallenden Quellen. Objekte, die neigungsbereinigt in einen Kreis von r = 35′ um das Zentrum von M33 fallen, sind mit einem "x" hervorgehoben. In der letzten Spalte ist angegeben, ob die Radioquelle nach den Angaben des folgenden Abschnitts M33 oder eher dem Hintergrund zuzurechnen ist.

Tabelle 8 : Punktquellen der Effelsberg-Durchmusterung in und um M33

Nr.	α_{50} /h,m,s	δ_{50}/°,′,″	$S_{17.4}$/mJy	$S_{6.3}$/mJy	$S_{2.8}$/mJy	N	α	$P_{17.4}$/%	$P_{6.3}$/%
23	1 26 43.1 (3.0)	30 46 02 (50)	75 (23)			1			
18	1 27 15.7 (1.4)	30 34 20 (21)	63 (7)			3	0.70 (0.24)		
1	1 28 15.7 (2.0)	30 56 07 (14)	94 (7)			5	0.82 (0.08)		
24	1 28 26.8 (7.0)	31 19 03 (30)	35 (10)			1			
19	1 29 24.0 (4.0)	31 07 01 (45)	79 (9)	32 (6)		5	1.01 (0.10)	5 (4)	
3	1 29 33.5 (0.4)	30 28 43 (6)	158 (20)	85 (5)	49 (6)	8	0.63 (0.06)		
4	1 29 40.8 (0.7)	30 53 42 (10)		8 (2)		5	0.79 (0.26)		
25	1 29 56.9 (1.8)	30 23 33 (19)		6 (2)		1			
26	1 30 23.4 (2.4)	30 23 43 (30)		3 (3)		1			
27	1 30 26.9 (1.8)	30 41 12 (23)		5 (2)	6 (2)	2			
5	1 30 27.2 (0.4)	30 37 36 (6)		8 (4)	9 (3)	3	0.20 (0.45)		
6	1 30 37.1 (1.2)	30 34 07 (30)		6 (3)		2			6 (5)
7	1 30 40.4 (0.8)	30 30 35 (30)		10 (5)	7 (3)	3	0.85 (0.55)		
8	1 30 44.5 (0.4)	30 26 03 (6)		25 (3)	27 (4)	3	-0.17 (0.23)		
28	1 31 00.2 (3.5)	29 59 52 (30)		3 (1)		1			
29	1 31 19.2 (0.4)	30 32 16 (6)			6 (3)	1			
30	1 31 37.4 (0.8)	30 00 09 (7)		9 (2)		1			27 (6)
9	1 31 39.8 (0.4)	30 47 41 (6)		27 (2)		6	0.66 (0.11)		12 (2)
10	1 31 43.8 (0.4)	30 31 39 (6)		62 (4)	55 (6)	3	0.21 (0.16)		
11	1 31 50.0 (0.4)	29 48 19 (6)	157 (16)	54 (3)		6	0.99 (0.14)	5 (3)	5 (1)
31	1 32 16.3 (1.0)	30 50 09 (12)		8 (2)		1			
12	1 32 23.2 (0.4)	30 55 12 (6)		20 (4)		4	0.85 (0.33)		
32	1 32 18.8 (3.0)	29 48 00 (40)		6 (2)		1			
13	1 32 27.1 (0.5)	30 39 14 (6)		10 (1)		5	0.59 (0.26)		
33	1 32 33.7 (1.4)	30 12 07 (14)		4 (1)		1			
14	1 32 40.5 (0.6)	29 48 30 (7)	63 (15)	12 (5)		5	1.54 (0.26)		
34	1 32 53.6 (3.8)	30 25 00 (50)		4 (2)		1			
15	1 33 11.0 (2.3)	29 51 13 (40)	50 (15)			4	1.13 (0.17)	15 (8)	
20	1 33 30.0 (5.0)	31 08 53 (24)	191 (18)			4	0.81 (0.09)		
16	1 33 43.0 (4.0)	31 04 00 (40)		14 (5)		4	1.20 (0.16)		
35	1 34 01.7 (0.6)	30 32 31 (8)		8 (5)		1			
17	1 34 04.1 (0.4)	29 59 10 (6)	1219 (73)			5	1.02 (0.05)	3 (1)	
21	1 34 16.0 (1.0)	31 07 12 (9)	423 (34)			4	0.10 (0.10)		
36	1 34 17.5 (0.6)	30 57 24 (8)		9 (2)		1			
22	1 34 35.5 (0.8)	30 46 54 (13)	154 (9)	72 (14)		5	0.82 (0.10)		
37	1 35 13.6 (4.0)	31 16 07 (35)	35 (12)			1			
38	1 35 18.8 (1.0)	29 47 26 (15)	173 (35)			1			

Tabelle 9 : Zuordnung der Effelsberg-Punktquellen

Nr.	NGC	IC	IK	VGHC	C	B2	WE	r<35′	Klassifikation
23									Hintergrund
18						0127 30			Hintergrund
1					X	0128 30			Hintergrund
24									Hintergrund
19					X	0129 31B			Hintergrund
3			A	I - 02	X		0129+30W1	x	Hintergrund
4				I - 03	X		0129+30W2		Hintergrund
25	588		1	II- 06	X			x	HII - Region
26	592		9	II- 22				x	HII - Region
27		132	12	II- 27				x	HII - Region
5		133	14	II- 28				x	HII - Region
6			C	I - 08	X			x	SNR ? Hintergrund ?
7			E	I - 11	X			x	Hintergrund ? SNR ?
8	595		22	II- 41	X			x	HII - Region
28				I - 20	X			x	Hintergrund ? SNR ?
29			53	II- 85 ?				x	HII - Region
30				I - 31	X			x	Hintergrund ? SNR ?
9			I	I - 32	X		0131+30W1	x	Hintergrund
10	604		64	II-106	X			x	HII - Region
11					X	0131 29			Hintergrund
31			K	I - 37	X		0132+30W1	x	Hintergrund ? SNR ?
12				I - 38	X		0132+30W2		Hintergrund
32									Hintergrund
13			L	I - 39	X		0132+30W3	x	Hintergrund ? SNR ?
33				I - 40	X				Hintergrund
14					X				Hintergrund
34				I - 41	X				Hintergrund
15					X				Hintergrund
20					X	0133 31			Hintergrund
16					X				Hintergrund
35									Hintergrund
17					X	0134 29	4C+29.03		Hintergrund
21									Hintergrund
36									Hintergrund
22									Hintergrund
37									Hintergrund
38						0135 29			Hintergrund

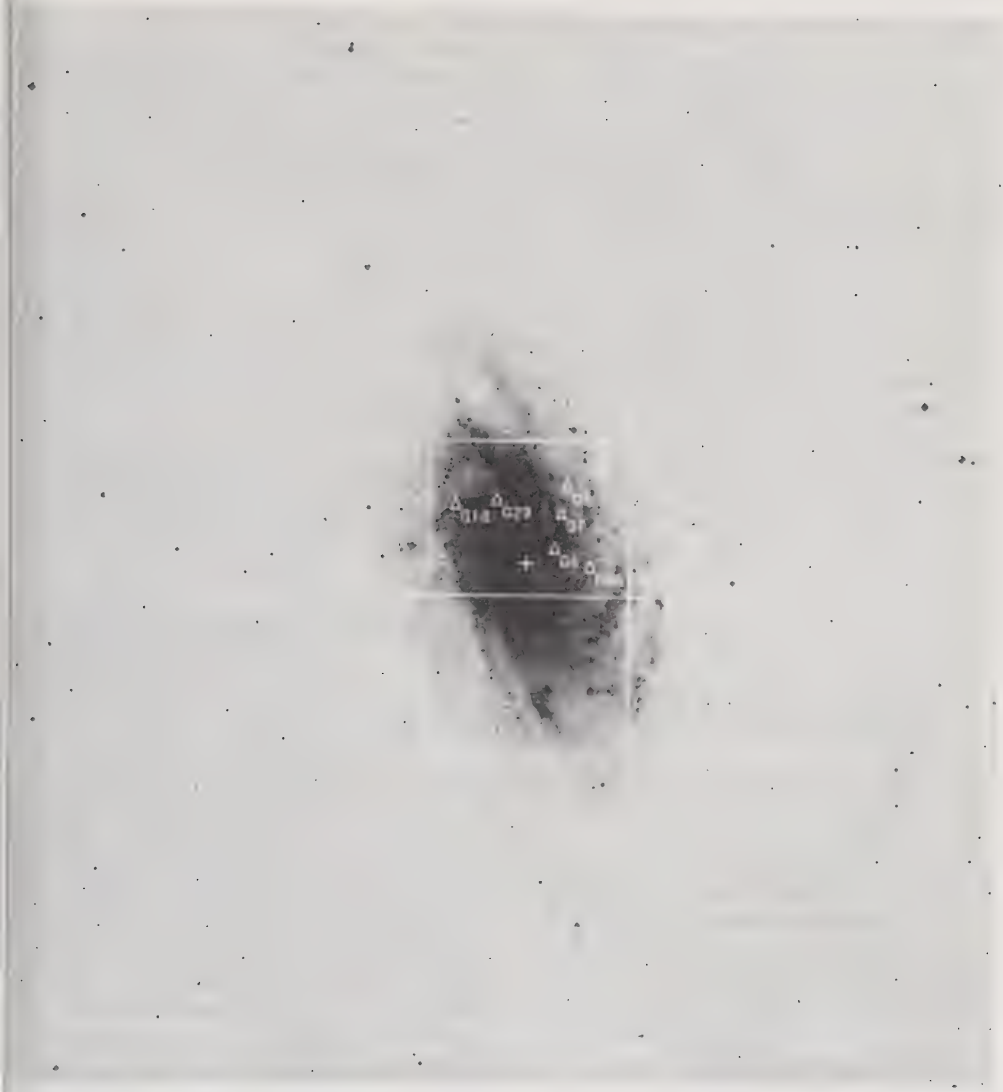


Abbildung 18 : Positionen der in Effelsberg gefundenen Radioquellen auf blauer Aufnahme des Palomar Sky Surveys (Copyright 1957, National Geographic Society, Palomar Observatory Sky Survey). Die Ellipse für r = 35′ begrenzt das Gebiet, in dem HII-Regionen nachweisbar sind.

V 1.2 Einzeldarstellungen

Für die stärksten Quellen gibt es neben den benutzten Effelsbergmessungen weitere bereits publizierte Flußwerte. Die Verwendung unterschiedlicher Teleskope und anderer, meist nicht genau angegebener Eichskalen sowie stark variierender Auflösungen macht allerdings ein zusammenfassendes Spektrum fragwürdig. Hier soll deshalb nur auf wenige in dieser Arbeit wichtige Punktquellen, besonders die nach der VGHC-Durchmusterung nicht mit Hα-Emission zusammenfallenden Effelsbergquellen Q3, Q4, Q6, Q7, Q9, Q12, Q13, Q28, Q30, Q31, Q33 und Q34 eingegangen werden. Das Effelsberg-Spektrum wird gegebenenfalls durch die 610 MHz- (Goss et al. 1980) oder 1412 MHz-Werte (Viallefond et al. 1985) des Westerbork-Interferometers oder den 4885 MHz-Wert des VLA (Goss et al. 1980) ergänzt.
Angaben zur Linearpolarisation bei 11.1 cm und 21.1 cm beziehen sich auf die beiden Abbildungen in (Beck 1979). Bei den Quellen ist auch auf Ergebnisse der Supernovarest- und Röntgenstrahlungs-Suche hingewiesen. Cassiopeia A hätte bei 6.3 cm in der Entfernung von M33 noch eine Flußdichte von 12 mJy . Eine Zugehörigkeit zu M33 wird nur bei den 15 aus Tabelle 9 und Abbildung 18 ersichtlichen Quellen untersucht, die in einer Ebene mit der Galaxie innerhalb des Radius entdeckter HII-Regionen von r = 35′ (7.3 kpc) (Boulesteix et al. 1974) lägen. Nicht zu M33 gehörende Punktquellen sind dem Hintergrund zuzurechnen, da der Abstand zur Ebene der Milchstraße von b = -31° M33 vorgelagerte Radioquellen unserer Milchstraße unwahrscheinlich macht. Im 70′ x 100′ großen Feld der 6.3 cm-Messung (Abbildung 7) werden nach den Tabellen 8 und 9 neun Quellen über S = 10 mJy dem Hintergrund zugerechnet. Nach Quellenzählungen von Pauliny-Toth et al. (1980) bei 6.2 cm östlich und westlich von M33 wären in dieser Fläche sogar 14 ($\pm$6) Objekte zu erwarten.

Quelle 3
ist bei Wellenlängen über 3 cm die stärkste Strahlungsquelle innerhalb des Holmbergradius von M33 . Lineare Polarisation ist zwischen 2.8 cm und 21.1 cm nicht nachweisbar. Die Einzelwerte streuen durch Überlagerung mit der Scheibe von M33 besonders bei schlechter Auflösung. Eine Trennung ist erst bei etwa drei Bogenminuten Halbwertsbreite möglich. Das Spektrum der acht Effelsbergmessungen (Abbildung 19a) ist deutlich nichtthermisch. Goss et al. (1980) vermuten wegen des niedrigen Flußwerts bei 49 cm ein gebogenes

Spektrum. Quelle 3 bleibt auch bei einer Auflösung von 24" x 49" noch punktförmig (Willis et al. 1976). Die Flußdichten und ein Zentrumsabstand von 7 kpc in der Ebene von M33 wären für einen Supernovaüberrest sehr hoch. Es liegt deshalb nahe, daß es sich um eine Hintergrundsquelle handelt.

Quelle 4

Der Westerborkwert für 1412 MHz bestätigt ein steiles Spektrum mit jetzt $\alpha = 0.87 (\pm 0.18)$.

Quelle 5

Die angegebenen Flußwerte bei 6.3 cm und 2.8 cm sind verglichen mit den Westerbork - Messungen hoch, da in die 6.3 cm - Keule sechs und in die 2.8 cm - Keule noch 4 weitere kleine HII-Gebiete fallen (s. Boulesteix et al. 1974). Die HII-Region IC 133 selbst enthält eine vermutlich veränderliche Röntgenquelle (Long et al. 1981, Markert und Rallis 1983), zu der bisher kein Supernovaüberrest entdeckt wurde.

Quelle 6

liegt am Rande der OB-Assoziation HS136 (Humphreys und Sandage 1980) zwischen den Armen IVN und VN. Die Westerborkflußdichten bei 610 MHz und 1412 MHz und die beiden Effelsbergmessungen ergeben als Spektralindex $\alpha = 0.64 (\pm 0.08)$, sodaß es sich um einen (bisher nicht nachgewiesenen) Supernovaüberrest handeln könnte.

Quelle 7

befindet sich nordwestlich von NGC 595 (Q8) auf dem Spiralarm IVN . Die drei Effelsbergmessungen zwischen 4750 MHz und 10700 MHz erlauben nur eine Abschätzung des Spektralindexes. Fügt man die 610, 1412 und 4885 MHz-Werte hinzu, ergibt sich $\alpha = 0.46 (\pm 0.11)$. Das Spektrum könnte bei etwa 2 GHz abknicken. Lage, Flußdichte und Spektralindex sind mit einem Supernovaüberrest vereinbar. Da weder OB-Assoziation, HII-Region noch Supernovaüberrest gefunden wurden, bleibt vorerst die Zuordnung zum Hintergrund wahrscheinlicher.

Quelle 8

NGC 595, die zweithellste HII-Region von M33, ist in hochempfindlichen Hα - Aufnahmen bis zu 2 Bogenminuten (= 400 pc) ausgedehnt (Viallefond et al. 1983b). Die Effelsbergmessungen bei 6 cm erfassen die Gesamtstruktur in einer

Keule. In einen Kreis von r = 75" fallen zwei schwächere HII-Regionen (Boulesteix et al. 1974) und der vermutete Supernovaüberrest DDB6 mit einer Flußdichte von 0.7 mJy bei 21.2 cm (D'Odorico et al. 1982). Die 2.8 cm-Effelsbergmessungen sowie alle Westerborkbeobachtungen trennen NGC 595 von der Umgebung. Kombiniert man die drei Effelsbergflußdichten mit drei veröffentlichten Werten (Viallefond et al. 1983b), so erhält man für den Frequenzbereich von 1412 MHz bis 10700 MHz einen Spektralindex von $\alpha = -0.01$ (± 0.07). Das Radiospektrum ist also flach, ein wesentlicher nichtthermischer Anteil ist nicht erkennbar.

Quelle 9

liegt zwischen den Armen IIIN und IVN . Sie ist bei 6.3 cm (Abbildungen 12, 13 und 14) und 11.1 cm linear polarisiert, das Spektrum nichtthermisch. Die Berücksichtigung der Westerbork- und VLA-Messungen (Goss et al. 1980) zwischen 610 MHz und 4885 MHz bestätigt mit $\alpha = 0.63$ (± 0.06) den Effelsberg-Spektralindex. Die Flußdichte wäre für einen Supernovaüberrest sehr hoch. Hinweise auf eine Zugehörigkeit zu M33 fehlen.

Quelle 10

Für die in M33 leuchtstärkste HII-Region NGC 604 geben Rosa und Solf (1984) einen optischen Durchmesser von 100 " (350 pc) an. Das Spektrum ist bereits vom Radiobereich bis zum Ultraviolett bekannt (s. Israel et al. 1982). Die an vier Teleskopen bisher bestimmten neun Radioflußwerte (s. Israel et al. 1982, Viallefond et al. 1983a) und die beiden neu gewonnenen Effelsbergdaten ergeben für 610 MHz bis 10700 MHz einen deutlich thermischen Spektralindex von $\alpha = 0.03$ (± 0.05). Das Spektrum ist zumindest ab 610 MHz optisch dünn. 25 Bogensekunden südlich des Zentrums befindet sich der vermutliche Supernovaüberrest DDB16 mit einem 6 cm - Fluß von $S_6 = 0.9$ mJy (D'Odorico et al. 1980).

Quelle 11

ist bei 21.1 cm, 11.1 cm und 6.3 cm (Abbildung 12) linear polarisiert. Die in der 6.3 cm - Kartierung (Abbildung 7) bereits elliptische Struktur wird in der Cambridge-Durchmusterung bei 47" x 93" Auflösung in zwei Strahlungszentren getrennt. Ein optisches Gegenstück ist nicht erkennbar (Abbildung 18).

Quelle 12

Mit dem Westerborkwert für 1412 MHz steigt das Spektrum auf $\alpha = 0.99$ (± 0.23) an.

Quelle 13

liegt im Außenbereich der Nordarme (Abbildung 18). Fügt man die 610 MHz- und 1412 MHz - Westerborkmessungen hinzu, so wird $\alpha = 0.66$ (± 0.10). Die Strahlung ist nichtthermisch und bei 11.1 cm wahrscheinlich linear polarisiert. Quelle 13 hätte in der M33-Ebene 6 kpc Zentrumsabstand und ist deshalb eher dem Hintergrund zuzuordnen als ein Supernovaüberrest.

Quelle 15

ist bei 17.4 cm (Abbildung 6) und 11.1 cm deutlich linear polarisiert.

Quelle 17

ist im Radiobereich die stärkste Punktquelle innerhalb eines Himmelskreises von r = 100 Bogenminuten um M33 . Zu den vorliegenden Effelsbergmessungen sind sechs von Kühr et al. (1979) auf (Baars et al. 1977) skalierte Flußwerte hinzugefügt. Die Angabe für 1421 MHz ist ebenfalls angepaßt worden. Die angegebenen Teleskop-Halbwertsbreiten ermöglichen mit den Abbildungen 4 und 18 , den Fluß erhöhende mitintegrierte Quellen zu erkennen.

Tabelle 10 : Flußdichten von Q17

λ/cm	Frequenz /MHz	Flußdichte S /Jy	HWB /′	Referenz
1153.8	26	44.0 (8.0)	14 x 92	Kühr et al. 1979
168.5	178	6.9 (0.7)	15 x 5	Kühr et al. 1979
94.3	318	5.00 (0.24)	16	Kühr et al. 1979
73.5	408	4.84 (0.39)	3 x 10	Kühr et al. 1979
35.6	842	2.42 (0.24)	15.7	Beck 1979
21.1	1420	1.54 (0.30)	9.2	Beck 1979
21.1	1421	1.26 (0.25)	1.5 x 3	Wright et al. 1972
17.4	1720	1.22 (0.07)	7.7	Buczilowski 1985
11.1	2702	0.71 (0.07)	4.4	Beck 1979
6.2	4850	0.42 (0.03)	2.6	Beck 1979
6.0	5000	0.52 (0.04)	6	Kühr et al. 1979

Das Spektrum (Abbildung 19b) ist nichtthermisch. Die Verwendung der Meßwerte zwischen 26 MHz und 5000 MHz ergibt einen Spektralindex von $\alpha = 0.87$ (± 0.02), der etwas flacher als der für die Effelsbergdaten von 842 MHz bis 4850 MHz ist. Quelle 17 ist bei 17.4 cm mit 3 (± 1) % deutlich linear polarisiert. Auch in den Kartierungen bei 11.1 cm und 21.1 cm ist Polarisation nachweisbar.

Quelle 19
ist bei 11.1 cm linear polarisiert.

Quelle 21
ist die zweitstärkste Strahlungsregion in der 17.4 cm - Karte (Abbildung 4). Sie hat zwischen 842 MHz und 4850 MHz ein flaches, thermisch erscheinendes Spektrum ! Befände sich die Quelle in der Ebene von M33, so wäre bei einer Zentrumsdistanz von 14 kpc keine HII-Region mehr zu erwarten. Der hohe Fluß und das Fehlen eines optischen Gegenstücks (Abbildung 18) machen einen Zusammenhang mit M33 sehr unwahrscheinlich.

Quelle 22
ist bei 11.1 cm linear polarisiert.

Quelle 26
Die dritthellste HII-Region in M33, NGC 592, ist eine schwache Quelle weicher Röntgenstrahlung (Long et al. 1981). Ein deshalb vermuteter Supernovaüberrest konnte allerdings bisher nicht gefunden werden. Eine mögliche Röntgenflußänderung innerhalb von 6 Monaten läßt auf ein Doppelsternsystem mit einem der hellen blauen Sterne von NGC 592 schließen (Markert und Rallis 1983).

Quelle 28
fällt in den Außenbereich der Südarme (Abbildung 18). Die Westerborkmessung bei 1412 MHz und der Effelsbergwert bei 4750 MHz ergeben ein deutlich nichtthermisches Spektrum mit $\alpha \cong 0.8$. Die Quelle wird hier dem Hintergrund zugerechnet. Ein Supernovaüberrest in 6 kpc Entfernung vom Zentrum ist nicht völlig auszuschließen.

Quelle 30
Mit der Westerbork-Messung bei 1412 MHz ist ein nichtthermisches Spektrum mit $\alpha \cong 0.5$ zu erwarten. Die Strahlung ist bei 6.3 cm (Abbildungen 13 und 14) und 11.1 cm linear polarisiert. Ein Supernovaüberrest in 7 kpc Entfernung erscheint weniger wahrscheinlich als eine Hintergrundsquelle.

Quelle 31
liegt im Außenbereich der Nordarme (Abbildung 18). Aus den Westerborkmessungen bei 610 MHz und 1412 MHz und dem Effelsbergwert bei 4750

MHz läßt sich ein nichtthermischer Spektralindex von $\alpha = 0.46\ (\pm 0.14)$ abschätzen. Die Quelle ist M33 wohl nicht zuzurechnen, als Supernovaüberrest der Galaxie wäre sie 6.5 kpc vom Mittelpunkt entfernt.

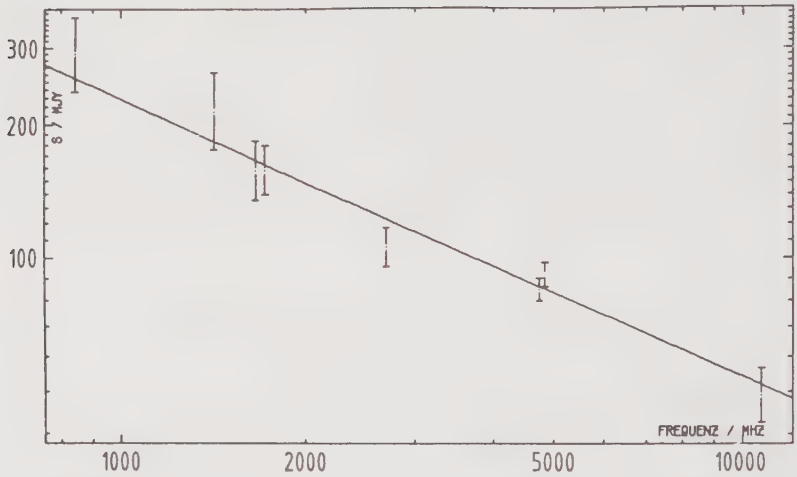
Quelle 33
Mit dem Westerborkwert bei 1412 MHz ist ein steiles Spektrum um $\alpha \cong 1.0$ zu erwarten.

Quelle 34
Die Werte bei 1412 MHz und 4750 MHz ergeben ein nichtthermisches Spektrum mit $\alpha \cong 0.8$.

Die Südost - Region
der M33 - Meßfelder zeigt eine auffällige Aneinanderreihung von mindestens fünf Punktquellen Q17, Q15, Q14, Q32 und Q11 (Abbildungen 4, 7 und 18). Zwischen Q17 und Q15 ist in der unveröffentlichten 21.1 cm - Karte des Cambridge Half-Mile Teleskops (Newton 1977) eine weitere Punktquelle erkennbar, die auch bereits in der 11.1 cm - Kartierung (Beck 1979) angedeutet ist. Drei weitere, bisher in Effelsbergkarten nicht zweifelsfrei nachweisbare Quellen befinden sich westlich von Q11: "Q41" um $\alpha_{50} = 1^h\ 31\overset{m}{.}3$ und $\delta_{50} = 29^\circ\ 43\overset{'}{.}6$ ist bei 6.3 cm (Abbildung 7) und 11.1 cm erkennbar, "Q39" und "Q40" um $\alpha_{50} = 1^h\ 30\overset{m}{.}2$ und $\delta_{50} = 29^\circ\ 42\overset{'}{.}2$ sind bei 6.3 cm (Abbildung 7) und der 21.1 cm - Cambridge-Karte getrennt, bei 17.4 cm (Abbildung 4) verschmiert. Abgesehen von der schwachen Quelle Q32, für die erst ein Flußwert vorliegt, zeigen die anderen vier sicher nachgewiesenen Effelsbergquellen ein nichtthermisches Spektrum.
In einer 10°-Umgebung von M33 ist eine Konzentration von Radioquellen feststellbar (Arp 1984). Weiterhin ordnen sich Radiogalaxien und Quasare sowohl geringer (z_r=0.35) als auch hoher Rotverschiebung (z_r=2) auf einer bis zu 75° langen Linie von M33 in südwestlicher Richtung mit einem Positionswinkel von $65\ (\pm 10)^\circ$ gegen Norden an. Die Steigung der in Effelsberg gefundenen Kette gegen die Rektaszension ist etwas geringer als die großräumige Aneinanderreihung von Quasaren und Radiogalaxien, aber noch innerhalb der Fehlergrenzen beider Werte. Dieses Gebiet sollte im Hinblick auf eine übergeordnete Struktur oder eine möglicherweise enthaltene Radiogalaxie weiter untersucht werden.

SPEKTRUM Q3
VON 842 MHZ BIS 10700 MHZ
EFFELSBERG
A = 0.63 (0.06)

A =-.626222E+00 +/- .643320E-01
VARIANZ= .149143E-02 CHISQR= .81221



SPEKTRUM Q17
VON 26 MHZ BIS 5000 MHZ
A = 0.87 (0.02)

A =-.865614E+00 +/- .198233E-01
VARIANZ= .224219E-02 CHISQR= .18915E+01

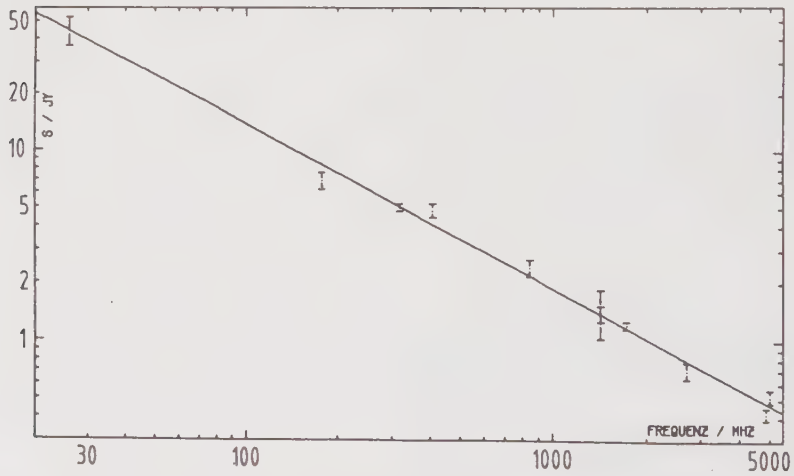


Abbildung 19a : Spektrum der Quelle 3 aus Effelsbergmessungen zwischen 842 MHz und 10700 MHz

Abbildung 19b : Spektrum der Quelle 17 zwischen 26 MHz und 5000 MHz aus Flußwerten bei gleicher Eichskala

V 2. INTEGRIERTES SPEKTRUM

Von M33 liegen mit den Werten dieser Arbeit inzwischen knapp 20 Flußwerte von 318 MHz bis 10.7 GHz vor (siehe auch von Kap-herr et al. 1978 und Beck 1979). Verschiedene Teleskope, Auflösungen, Eichskalen und Integrationsflächen lassen aber nur Vergleiche innerhalb großer Fehlergrenzen zu. Die bisherigen zwei Versuche: a) die beiden wichtigsten Hintergrundsquellen Q3 und Q9 durch Extrapolation auf alle verwendeten Frequenzen abzuziehen (von Kap-herr et al. 1978) bzw. b) eine Skalierungskorrektur aller Karten, Abzug der jeweils erkennbaren Hintergrundsbeiträge, aber nicht identische Integrationsflächen (Beck 1979), führen zu Spektren, die von 318 MHz bis 1 GHz relativ flach verlaufen ($\alpha = 0.16 \pm 0.25$) und darüberhinaus einen stärkeren Abfall ($\alpha = 0.84 \pm 0.19$) zeigen. Abknickende Spektren sind unter anderem für NGC 253 (Klein et al. 1983), M51 (Klein et al. 1984), M101 und IC 342 (Gräve 1984) gefunden worden.

Mit den neuen Effelsbergmessungen sind im $2^{o} \times 2^{o}$ - Feld um M33 durch gestiegene Empfindlichkeit und Auflösung inzwischen 38 Quellen bekannt, von denen bis zu 30 dem Hintergrund zuzurechnen sind (s. V 1.). Die Trennung der Galaxienstrahlung von der Umgebung ist gründlicher möglich. Es soll hier deshalb der Versuch gemacht werden, aus fünf genügend großen Effelsbergkarten bei gleichen Bedingungen bezüglich Teleskop, Eichskala und Ellipsenintegration ein Spektrum für den hochfrequenten Teil von 842 MHz bis 4750 MHz abzuleiten und mit der Messung bei 10.7 GHz Aussagen über den thermischen Anteil zu machen.

Von allen identifizierten Hintergrundsquellen, auch wenn sie erst bei gröbster Auflösung die r = 50′ - Ellipse (10.5 kpc) berühren, wurden nach den genauestbekannten Spektren (s. V 1.) die Flußwerte bei den sechs zu verwendenden Frequenzen (Tabelle 11) errechnet. Betragen sie bei wenigstens einer Frequenz mindestens 0.6 % des nach (Beck 1979) zu erwartenden M33 - Gesamtflusses, so wurde die Quelle (auch wenn sie durch die Auflösung nicht trennbar ist) in allen Karten mit dem jeweiligen Flußwert gaußförmig abgezogen. Es handelt sich hier um Q3, Q4, Q7, Q9, Q11, Q12, Q13, Q20, Q30 und Q31. Zur Festlegung eines genauen Basisniveaus wurden außerhalb r = 50′ (10.5 kpc) alle erkennbaren Quellen abgezogen. Problematisch bleibt die geringe Feldgröße von 45′ x 45′ bei 10.7 GHz . Zu der schwierigeren Basisniveaubildung in kleinen Karten, die zur Unterschätzung der Gesamtstrahlung führt, kommen die nach den Erfahrungen bei 4750 MHz (s. III

3.4) zu erwartenden Flußverluste der Mehrhornmethode hinzu. Die fünf Karten von 842 MHz bis 4750 MHz wurden mit Ellipsen der Hauptachse bei p.a. = 21° und einer Neigung von i = 55° bis r = 50′ (10.5 kpc) um das optische Zentrum (s. Tabelle 1) integriert. Die Fläche geht über den Holmbergradius hinaus (s. Abbildung 2). Das Basisniveau wird bei allen fünf Wellenlängen im emissionsschwache Ring von r = 60′ bis 70′ (12.5 kpc - 14.6 kpc) gewählt. Die 10.7 GHz - Karte kann vollständig nur bis r = 22.5 (4.7 kpc) integriert werden und liefert einen unteren Grenzwert für den Flußwert.
Grundsätzlich ist der Fehler ΔS des Gesamtflusses S nach

$$\Delta S = 0.05\ S + \sigma\left((\Omega_{M33})^2 / (\Omega_A\ \Omega_B) + \Omega_{M33}/\Omega_A \right)^{1/2} \qquad \text{Gl.(7)}$$

angegeben (s. Klein und Emerson 1981). Der erste Summand berücksichtigt den maximal 5 % betragenden systematischen Fehler der Eichskala. Hinzu kommen zwei vom rms-Rauschen der Karte abhängige statistische Fehler: in den Basisniveaufehler gehen noch die drei Raumwinkel des Integrationsgebietes der Galaxie Ω_{M33}, der Antennenkeule Ω_A und der für die Basisbestimmung benutzten Fläche Ω_B ein, in den Fehler durch Rauschen die auf die Antennenkeule normierte Integrationsfläche. Eich- und Basisniveaufehler ergeben hier die größten Beiträge zum Gesamtfehler ΔS. Bei 842 MHz muß als Eichfehler 15 % angenommen werden, verdoppelt sind der systematische Fehler für die HI-korrigierte 1420 MHz-Karte und der Basisniveaufehler bei 10.7 GHz .
Tabelle 11 faßt die sechs Kartierungen mit Wellenlänge, Frequenz, Meßfeldgröße, Integrationsgebiet, Basisniveauring, verbleibender Galaxienstrahlung und ihrem Fehler zusammen. Für 10.7 GHz ist auch der abgeschätzte Wert für eine vergleichbare Integrationsfläche von r $\leq$ 50′ aus Abschnitt IV 3.3 vermerkt.

Tabelle 11 : Effelsberg - Flußdichten von M33

λ/cm	ν/MHz	Feld /′	r_{max} /′	Basis /′	S_{M33} /mJy
35.6	842	120 x 120	50	60 - 70	5377 (±1217)
21.1	1420	120 x 120	50	60 - 70	2990 (± 440)
17.4	1720	120 x 120	50	60 - 70	2714 (± 254)
11.1	2702	99 x 99	50	60 - 70	1683 (± 168)
6.3	4750	100 x 70	50	60 - 65	1100 (± 167)
2.8	10700	45 x 45	22.5	30 - 35	482 (± 130)
			50	60 - 65	550 (± 150)

Die schlecht aufgelöste 842 MHz - Karte zeigt noch bis fast r = 60′ Emission, 380 mJy bleiben außerhalb der Integrationsfläche. Kompensierend ist die Eichskala der 842 MHz - Messung aber offensichtlich zu hoch (Bystedt et al. 1984). Beide Effekte bleiben auch einzeln innerhalb der angegebenen Fehlergrenzen.

Die Flußwerte liegen wegen unterschiedlicher Integrationsflächen und besserer Abtrennung des Hintergrundes systematisch etwa 14 % unter den entsprechenden Angaben von Beck (1979). Das sich ergebende Spektrum des Frequenzbereichs von 842 MHz bis 10.7 GHz ist in Abbildung 20 zu sehen. Die Streuung der Werte zwischen 842 MHz und 4750 MHz ist gering. Eine lineare Anpassung mit quadratischer Wichtung nach den relativen Fehlern ergibt für 842 MHz bis 4750 MHz nach Gleichung (6) einen Spektralindex von

$$\alpha = 0.91\ (\pm 0.13)\ .$$

Die 4750 MHz - und 10.7 GHz - Werte liegen etwas über der Geraden. Das integrierte Spektrum ist ungewöhnlich steil. Die Gesamtstrahlung fällt mit der Frequenz schneller ab als beim Durchschnitt vergleichbarer Galaxien. Gioia et al. 1982 erhielten für 408 MHz bis 10.7 GHz bei 56 hellen Spiralen $\alpha = 0.74\ (\pm 0.12)$.

Die Flußbestimmung ist für 842 MHz bis 4750 MHz innerhalb r = 50′ auch getrennt für die Hälften nördlich und südlich der Nebenachse gemacht worden. Die relative Bestimmung zu den wie in Tabelle 11 für das Gesamtfeld angegebenen Referenzringen korrigiert mögliche Nord-Süd-Kippungen des Hintergrundes. Die lineare Anpassung liefert

$$\alpha_{\text{Nord}} = 0.84\ (\pm 0.13)\ ,$$
$$\alpha_{\text{Süd}} = 0.97\ (\pm 0.13)\ .$$

Die von Beck (1979) angegebene deutlich stärkere Nord-Süd-Asymmetrie des Spektralindexes kann nicht bestätigt werden und dürfte an den Unterschieden der Ausgangsdaten und des Vorgehens liegen. Der relativ flache Spektralindex im Norden ist auf die dominante thermische Radioquelle NGC 604 zurückzuführen. Zieht man ihren Strahlungsanteil nach dem Spektrum (s. V 1.) ab, so bleibt $\alpha_{\text{Nord}} = 0.91\ (\pm 0.14)$, ein auch für die Gesamtgalaxie typischer Wert. Die Erklärung des steileren Spektralindexes im Süden wird auf die folgenden Abschnitte verschoben.

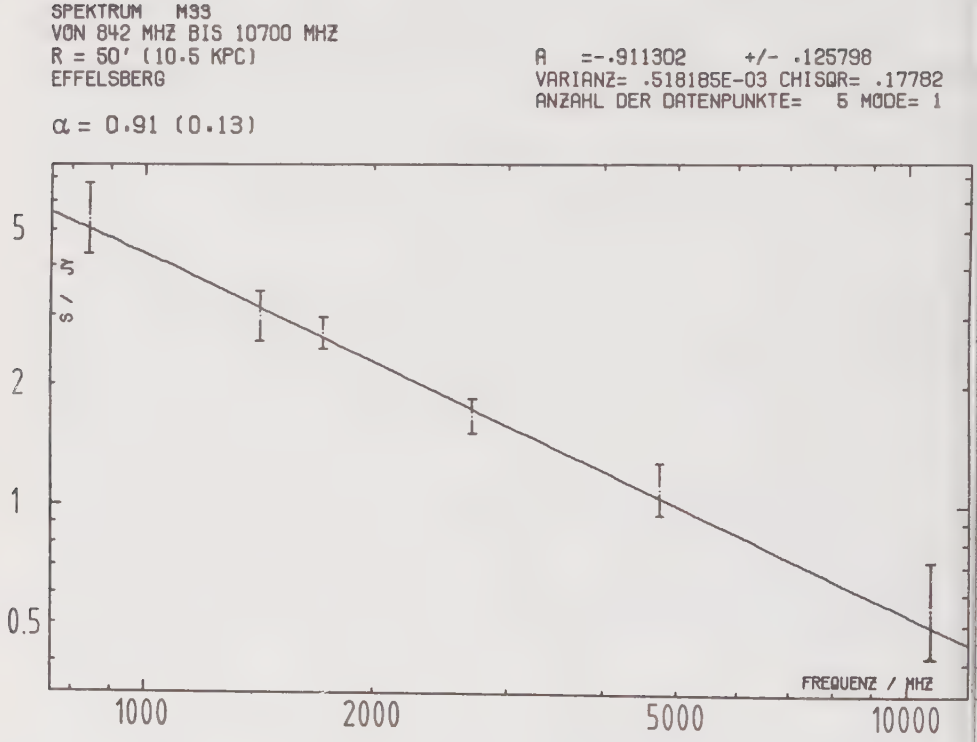


Abbildung 20 : Radiospektrum von M33 . Der linear angepaßte Spektralindex bezieht sich auf den Bereich von 842 MHz bis 4750 MHz, die Gerade ist bis über 10.7 GHz weitergezeichnet.

V 3. SPEKTRALINDEXVERTEILUNGEN

V 3.1 Anpassung an drei Frequenzen

Im vorhergehenden Abschnitt V 2. ist das integrierte Spektrum $S(\nu)$ von M33 im Radiobereich bestimmt worden. Die Spektren der zu M33 gezählten aufgelösten Quellen wurden in V 1. untersucht. Ergänzend dazu soll nun punktweise die Spektralindexverteilung über die Galaxie für 1720 MHz bis 4750 MHz errechnet werden, um die Anteile verschiedener Strahlungsformen in M33 zu erkennen.
Allgemein ist der Spektralindex α die Steigung $d(\log S) / d(\log \nu)$ der Tangente für die Frequenz ν im doppeltlogarithmisch dargestellten Spektrum $S(\nu)$.
Als Ausgangsdaten dienen die vom Hintergrund befreiten Karten bei 17.4 cm (Abbildung 5) und 6.3 cm (Abbildung 8) und die 11.1 cm - Karte (Beck 1979) nach konsistentem Neuabzug überlagerter Quellen (s. V 2.). Sie werden auf die gröbste gemeinsame Auflösung von 7'.66 gaußförmig verschmiert und auf 99' x 99' Feldgröße mit einem Punktabstand von 2'.5 gebracht. Falsche Basisniveaus der Intensitätsverteilungen führen zu hohen Fehlern in den Außenbereichen der Spektralindexkarten. Deshalb sind die drei Intensitätsverteilungen I_i nach einer Untersuchung des Umfeldes der Galaxie gegen Kippungen korrigiert und durch doppeltlogarithmische I_1-I_2-Diagramme relativ zueinander angeglichen. Dieses Kriterium führt zwischen 1720 MHz und 4750 MHz zu einer deutlichen Abflachung des Spektrums gegenüber der Methode des gemeinsamen Basisniveaurings für das Gesamtspektrum (V 2.).
Eine lineare Anpassung der jeweils drei $(\log I, \log \nu)$- Wertepaare ermöglicht eine zuverlässige Verteilung mit geringen Fehlern. Die Hinzunahme der 17.4 cm -Karte läßt aber nur eine Auflösung von 7'.66 (1.6 kpc x 2.8 kpc) zu. Der Spektralindex wird lediglich für die Gitterpunkte berechnet, an denen in allen drei Ausgangskarten die Intensität über dem doppelten Rauschen liegt.
In Abbildung 21 ist die Spektralindexverteilung in Graustufen einigen Konturen der vom Hintergrund bereinigten 17.4 cm-Karte (Abbildung 5) überlagert. Mit Hilfe des Graukeils lassen sich die Werte ablesen. Die Fehler $\Delta\alpha$ der Spektralindizes ergeben sich aus der mittleren quadratischen Abweichung der Punkte von der Ausgleichsgeraden. Der Mittelwert $\overline{\Delta\alpha}$ liegt im Zentrum bei 0.08 mit einer Standardabweichung von ($\pm$0.01) und steigt zum Rand hin auf 0.22 ($\pm$0.12) an.
Im mit "+" gekennzeichneten Zentrum ist der Spektralindex mit α = 0.48 flach.

Die zweite auffallende Region mit kleinem Spektralindex ist um NGC 604 (Q10, "X") mit $\alpha = 0.40$. Der Wert ist gegenüber der Bestimmung aus Punktquellenflüssen (V 1.) sehr hoch, weil über die Keule von 7.'66 das Umfeld der HII-Region mitgemittelt wird. Auch an den markierten Positionen der HII-Regionen NGC 595 , NGC 588 und IC 133 ist der Spektralindex flacher. Im Nordarmbereich, wo die Linearpolarisation deutlich nachweisbar ist, erscheint der Spektralindex eher thermischer als im Südarmbereich. Insgesamt nimmt der Spektralindexwert außerhalb der Zweiarmstruktur zu. Die starke Versteilerung des Spektrums im Süden ist nicht auf Kippungen der Eingangskarten zurückzuführen und erfordert eine eigene Erklärung in den folgenden Abschnitten.

Nach der Flächenverteilung soll nun die Radialverteilung des Spektralindexes ermittelt werden. Dazu werden die drei Eingangskarten mit 7.'66 Auflösung in 4' breiten elliptischen Ringen (p.a. = 21° , i = 55°) integriert. Die drei ($\log\bar{I}, \log\nu$) - Wertepaare werden durch eine Gerade mit quadratischer Wichtung nach dem Verhältnis von Ringmittelwert $\bar{I}$ zum Rauschen der Karte angepaßt. Der Radialverlauf dieses mittleren Spektralindexes $\bar{\alpha}$ zwischen 6.3 cm und 17.4 cm ist in Abbildung 22 dargestellt. Die Fehlerbalken geben die Streuung der Einzelwerte im Ring an. Der Spektralindex steigt vom Zentrum monoton bis um $\bar{r}$ = 30' an. Trotz hoher Streuungen deutet der letzte Ring zwischen r = 32' und r = 36' eher einen Abfall an. Der bestimmte Spektralindex $\bar{\alpha}$ setzt sich innerhalb des Radius mit thermischer Emission von r = 35' (7.3 kpc, s. Abbildung 2) aus den thermischen und nichtthermischen Komponenten α_{th} und α_{nt} zusammen. Der Spektralindexanstieg kann bei konstant angenommenem nichtthermischen Spektralindex auf den mit dem Radius abnehmenden thermischen Beitrag zurückgeführt werden. Außerhalb von r = 35' wird $\bar{\alpha} = \alpha_{nt}$. In den Randbereichen könnte der nichtthermische Spektralindex durch Diffusion und Verluste relativistischer Elektronen steiler und damit untypisch für die Gesamtgalaxie werden. Der maximale Wert für $\bar{r}$ = 30' von $\bar{\alpha} = 1.00$ (± 0.32) deutet auf einen hohen Wert für den nichtthermischen Spektralindex α_{nt} .

V 3.2 Spektralindexverteilung bei zwei Frequenzen

Für zwei Frequenzen ν_1 und $\nu_2 > \nu_1$ berechnet sich der Spektralindex punktweise aus den Intensitätsverteilungen I_1 und I_2 nach Gleichung (6) zu

$$\alpha = - \log(I_1/I_2) \; / \; \log(\nu_1/\nu_2) \qquad \text{Gl.(8).}$$

Der Spektralindexfehler $\Delta\alpha$ ist überwiegend durch das Rauschen σ_1 und σ_2 in den Eingangskarten gegeben, sodaß näherungsweise gilt :

$$\Delta\alpha = \left((\sigma_1/I_1)^2 + (\sigma_2/I_2)^2 \right)^{0.5} \; / \; \ln(\nu_2/\nu_1) \qquad \text{Gl.(9).}$$

Um detailliertere Aussagen über die Spektralindexverteilung zu gewinnen, wurde die 6.3 cm-Karte auf die 11.1 cm-Keule von 4'.4 (0.9 kpc x 1.6 kpc) verschmiert und auf den Punktabstand von 1'.5 gebracht. Die Basisniveaus sind über ein doppeltlogarithmisches I_1-I_2-Diagramm angepaßt. Die nach Gleichung (9) bestimmten Spektralindexfehler der Einzelwerte betragen innen 0.10 ($\pm$0.01) und steigen nach außen auf 0.81 ($\pm$0.13) an. Wegen der geringeren Frequenzbasis und dem stärkeren Eingehen von Störungen der Einzelkarten ist diese Spektralindexverteilung weniger zuverlässig als die Anpassung an drei Frequenzen. Abbildung 23 zeigt den Spektralindex zwischen 6.3 cm und 11.1 cm als Graustufen auf Konturen der auf 4'.4 verschmierten 6.3 cm-Karte, aus denen die Zweiarmstruktur von M33 ersichtlich ist. Die mit Kreuzen "X" gekennzeichneten HII-Regionen NGC 604 , NGC 595 sowie IC 133 auf dem sich deutlich abzeichnenden Spiralarm VN (vgl. Abbildung 1) haben flache Spektren. Der Spektralindex erscheint in einigen Außenbereichen sehr steil.

Eine wesentliche Verbesserung der Spektralindexuntersuchung ist erst beim Vergleich einer empfindlicheren und auch größeren 2.8 cm-Karte des Effelsberger Teleskops mit den in Arbeit befindlichen 49.2 cm- oder 91.7 cm-Karten des Westerbork-Interferometers (s. Tabelle 2) zu erwarten. Die Auflösung einer solchen Spektralindexkarte wird mindestens 1'.9 (0.4 kpc x 0.7 kpc) betragen.

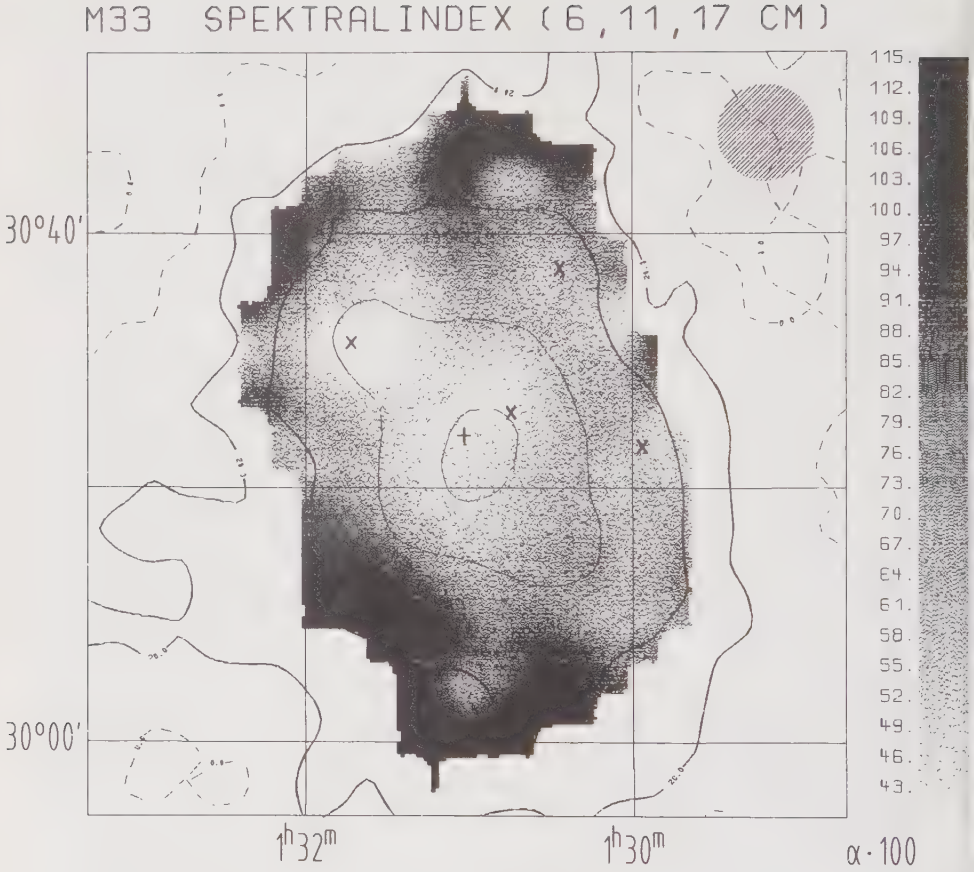


Abbildung 21 : Spektralindexverteilung zwischen 17.4 cm und 6.3 cm bei 7'.66 Auflösung als Graustufen auf Gesamtintensitätskonturen bei 17.4 cm . Die Kreuze "X" bezeichnen von links beginnend die HII-Regionen NGC 604 , NGC 595 , NGC 588 und IC 133 , das Zentrum ist mit "+" angegeben.

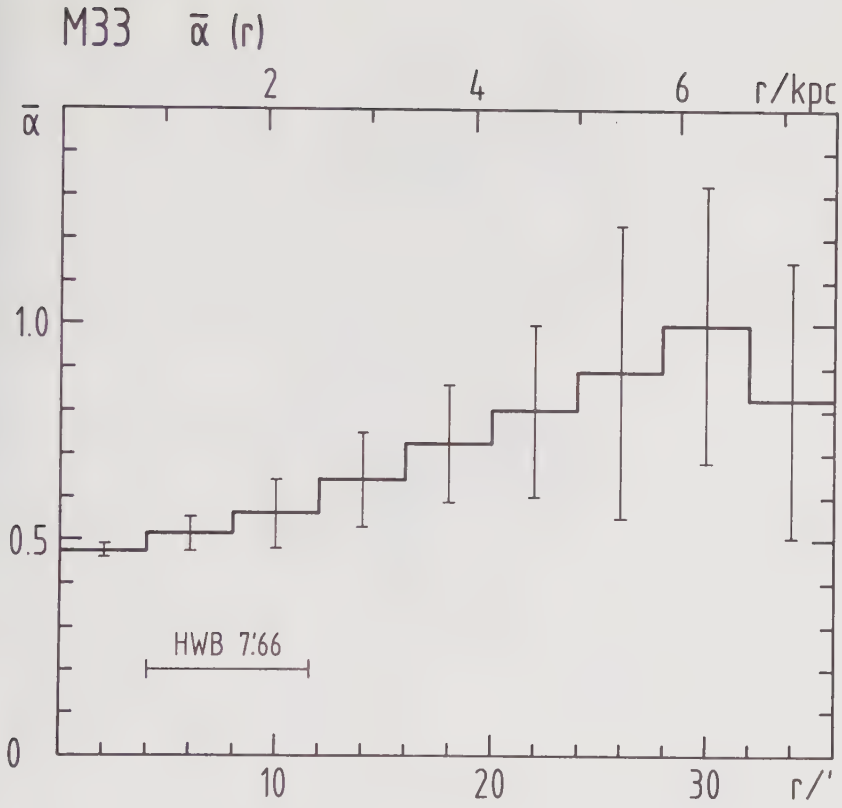


Abbildung 22 : Radialprofil des mittleren Spektralindexes zwischen 6.3 cm und 17.4 cm bei 7'.66 Auflösung. Die Fehlerbalken geben die Streuung der Einzelwerte im 4' breiten Ring an.

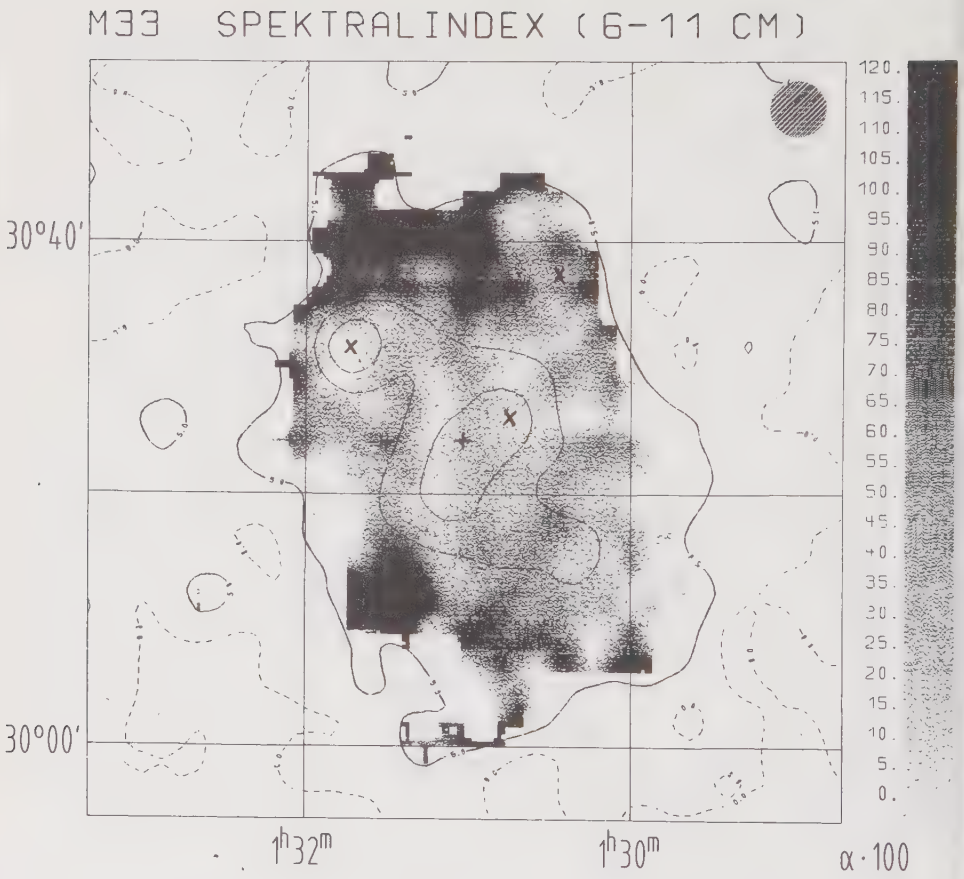


Abbildung 23 : Spektralindex zwischen 6.3 cm und 11.1 cm bei 4'.4 Auflösung als Graustufen. Überlagert sind Konturen der auf 4'.4 verschmierten Gesamtintensität bei 6.3 cm . Die Kreuze "X" bezeichnen von links nach rechts die HII-Regionen NGC 604 , NGC 595 und IC 133 , das Zentrum ist mit "+" angegeben.

V 4. TRENNUNG VON THERMISCHER UND NICHTTHERMISCHER STRAHLUNG

Die beobachtete Radiokontinuumsstrahlung bei Zentimeterwellen ist eine Überlagerung von thermischer und nichtthermischer Emission längs der Sichtlinie. Den beiden Komponenten liegen voneinander unabhängige Strahlungsprozesse zu Grunde, die auch eine unterschiedliche Frequenzabhängigkeit bewirken. Mit $S \sim \nu^{-\alpha}$ bleiben die Flußdichten optisch dünner thermischer Quellen bei einem Spektralindex von $\alpha_{th} \cong 0.1$ nahezu konstant, während S bei nichtthermischer Strahlung mit einem Spektralindex von etwa $\alpha_{nt} \cong 0.5$ bis 1.0 schneller abfällt. Der mit der Frequenz zunehmende thermische Anteil bewirkt ein Abflachen des Gesamtspektrums. Die beiden Komponenten sind also trennbar, wenn die Flußdichten der Galaxie über einen ausreichend großen Radiofrequenzbereich gemessen werden.
Die thermische Radioemission läßt sich auch aus absolut geeichten und absorptionskorrigierten Hα -Flußdichten ableiten und von der gemessenen Radiostrahlung abziehen. Hierzu sind Annahmen über die Absorption in M33 nötig.

V 4.1 Trennung über das integrierte Spektrum

Für eine globale Trennung können die Gesamtflußdichten aus Tabelle 11 verwendet werden. Unter der Annahme, daß die Steigung des Synchrotronspektrums innerhalb des Galaxienradius mit optisch dünner thermischer Emission über den betrachteten Frequenzbereich konstant ist, lassen sich thermischer Anteil f_{th} und nichtthermischer Spektralindex α_{nt} gleichzeitig durch graphische Lösung f_{th} (α_{nt}) ermitteln (s. Klein et al. 1984). Die Analyse des Spektrums wurde für den Bereich von 842 MHz bis 4750 MHz und zusätzlich mit dem abgeschätzten Wert für 10.7 GHz durchgeführt. Als Mittelwerte beider Bestimmungen ist die Aufteilung in beide Strahlungskomponenten für einen nichtthermischen Spektralindex von $\alpha_{nt} = 1.10 \ (\pm 0.14)$ für alle sechs Frequenzen in Tabelle 12 zusammengefaßt. Angegeben sind der nach der gebogenen Anpassung gemittelte Gesamtfluß S mit dem dabei möglichen Fehler, die thermische Flußdichte S_{th} , die nichtthermische S_{nt} und der thermische Anteil f_{th} .

Tabelle 12 : Thermische und nichtthermische Anteile in M33

λ /cm	ν/MHz	S /mJy	S_{th} /mJy	S_{nt} /mJy	f_{th} /%
35.6	842	5380 (±200)	370 (±160)	5010 (±160)	7 (± 3)
21.1	1420	3170 (±120)	350 (±160)	2820 (±160)	11 (± 5)
17.4	1720	2630 (±100)	340 (±160)	2280 (±160)	12 (± 6)
11.1	2702	1720 (± 60)	330 (±170)	1390 (±170)	19 (±10)
6.3	4750	1060 (± 40)	310 (±170)	750 (±170)	29 (±16)
2.8	10700	590 (± 20)	290 (±170)	310 (±170)	48 (±29)

Das Synchrotronspektrum ist mit α_{nt} = 1.10 (±0.14) sehr steil, die thermischen Anteile dementsprechend hoch. Gioia et al. (1982) finden bei 56 Spiralgalaxien als Mittelwert α_{nt} = 0.85 (±0.05). Israel und van der Hulst (1983) geben als Obergrenze α_{nt} = 1.0 an. Ein geringerer nichtthermischer Spektralindex für M33 würde die thermischen Anteile in Tabelle 12 senken.

V 4.2 Trennung über die Spektralindexverteilung

Eine detaillierte Trennung ist mit der Spektralindexverteilung aus Abschnitt V 3.1 (Abbildung 21) möglich. Hierzu wird angenommen, daß der nichtthermische Spektralindex α_{nt} innerhalb der Scheibenfläche mit HII-Regionen konstant ist, Variationen des Spektralindexes α der Gesamtstrahlung also auf verschiedene thermische Beiträge zurückzuführen sind. Für einen Datenpunkt ergibt sich nach (Klein 1981) die thermische Intensität I_{th} bei ν_2 aus der Gesamtintensität $I(\nu_2)$ und dem zwischen ν_1 und $\nu_2 > \nu_1$ bestimmten Spektralindex α mit dem Frequenzverhältnis $F = \nu_2 / \nu_1$ zu

$$I_{th} = f_{th}\, I = \left((F^{\alpha} - F^{\alpha_{nt}}) / (F^{\alpha_{th}} - F^{\alpha_{nt}}) \right) I \qquad \text{Gl.(10).}$$

Die Gleichung ist bei Annahme des thermischen Spektralindexes α_{th} = 0.1 und der Kenntnis von α_{nt} lösbar. Der nichtthermische Spektralindex ist aus dem Gesamtspektrum in Abschnitt V 4.1 zu α_{nt} = 1.10 (±0.14) abgeleitet worden. Da der Spektralindex im Radialprofil (s. V 3.1) innerhalb r = 36′ unter $\bar{\alpha}$ = 1.0 bleibt, wird hier ausgegangen von

$$\alpha_{nt} = 1.0\ (\pm 0.1)\ .$$

V 5. THERMISCHE EMISSION

UV-Strahlung junger massereicher Sterne ionisiert den neutralen Wasserstoff HI und führt zu HII-Regionen und diffusem HII. In der extrem jungen Population der Sternbildungsgebiete senden thermische Elektronen (v ≅ 700 km/s) bei der Ablenkung im elektrischen Feld freier Protonen unpolarisierte, schwach frequenzabhängige thermische Frei-frei-Strahlung aus.

Im Radiobereich ist die gesamte thermische Emission einer Galaxie meßbar, da Absorptionseffekte wie im Optischen nicht auftreten. Die stark an den nichtthermischen Spektralindex gekoppelten ermittelten thermischen Anteile (Tabelle 12) von 29 % für 4750 MHz und 48 % für 10.7 GHz erscheinen hoch. Gioia et al. (1982) erhalten bei 10.7 GHz für 56 Spiralgalaxien bei α_{nt} = 0.8 im Mittel nur f_{th} = 21 (±21) % . Israel und van der Hulst (1983) finden bei Daten für 24 Spiralgalaxien ein deutliches Abflachen der Spektren ab etwa 5 GHz , besonders für späte Typen. Für Sc-Galaxien schätzen sie den thermischen Anteil bei 10.7 GHz mit α_{nt} = 0.75 auf f_{th} = 35 (±15) % und mit α_{nt} = 1.0 auf f_{th} = 60 (±20) % . Untersuchungen bei 4750 MHz und 10.7 GHz (Gräve 1984) zeigen vergleichbare Werte von 23 % und 40 % für IC 342 sowie 36 % und 51 % für M 101 .

Die vom Hintergrund bereinigte Gesamtintensitätsverteilung bei 6.3 cm (Abbildung 8) ist auf 7'.66 verschmiert worden. Über die Spektralindexverteilung (Abbildung 21) läßt sich daraus nach Gleichung (10) die in Abbildung 24 gezeigte thermische Emission bei 6.3 cm und 7'.66 Auflösung ableiten. Die Intensitäten der Konturlinien sind in mJy pro verschmierter Keulenfläche bei 7'.66 Halbwertsbreite angegeben. Zur Orientierung sind die bei 6.3 cm erkennbaren HII-Regionen aus den Tabellen 8 und 9 eingezeichnet. Die thermische Strahlung ist strukturiert. Maxima sind das Zentralgebiet und die HII-Region NGC 604 (Q10). Die Nordarme IIIN und VN (mit Q5 und Q27) treten deutlicher hervor als in einer Gesamtintensitätskarte dieser Auflösung.

Berkhuijsen (1983) hat die thermische Verteilung von M33 aus dem Katalog in Hα entdeckter HII-Regionen (Boulesteix et al. 1974) abgeleitet. Die Daten sind über Absorptionsmessungen an acht HII-Regionen gegen Absorption korrigiert und absolut kalibriert. Ihr ermittelter thermischer Anteil von f_{th} = 35 (±9) % innerhalb r = 40' (8.4 kpc) ist mit der Bestimmung aus dem Radiospektrum (s. V 4.1) vereinbar und bestätigt damit die Anwendbarkeit dieses Trennungsverfahrens. Ein Vergleich der Hα -Strahlung mit der

thermischen Verteilung bei 6.3 cm (Abbildung 24) befindet sich in Arbeit. Aussagen über die Staubverteilung sind aber wegen der z. Z. geringen Auflösung der Spektralindexkarten nur großflächig möglich.

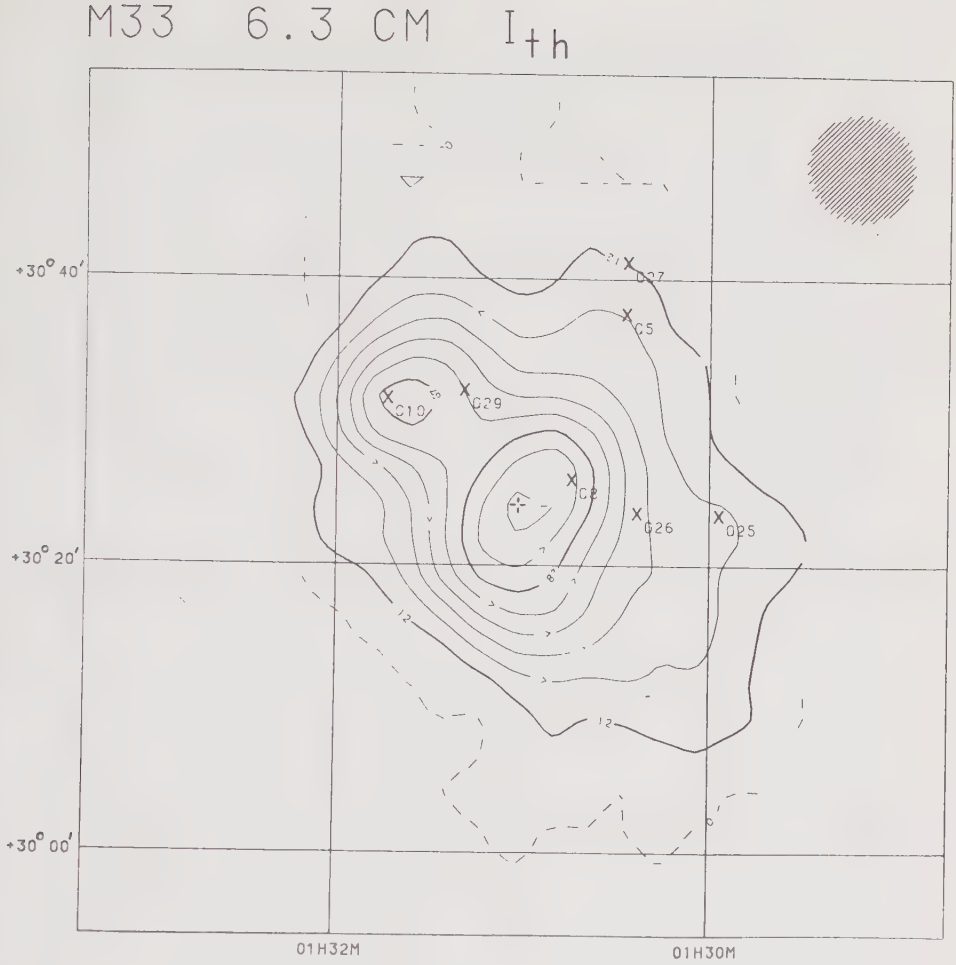


Abbildung 24 : Aus der Spektralindexverteilung abgeleitete thermische Emission bei 6.3 cm mit 7.'66 Auflösung. Konturen sind in mJy pro schraffierter Keulenfläche angegeben. Die bei 6.3 cm erkennbaren HII-Regionen sind mit Kreuzen "X" gekennzeichnet.

V 6. NICHTTHERMISCHE EMISSION

Die auf die optische Leuchtkraft normierte Strahlungsleistung im Radiokontinuum steigt mit der Sternbildung von roten zu blauen Galaxien hin an (Klein 1982). Auch die nichtthermische Radioleuchtkraft von normalen Scheibengalaxien nimmt deutlich mit der Hα-Emission und damit der aktuellen Sternbildungsrate zu (Kennicutt 1983).

Als Erklärung der beobachteten Radiostrahlung bietet sich also folgendes Szenarium an: Junge massive Sterne erzeugen wahrscheinlich nicht nur durch die Ionisation des interstellaren Gases die thermische Emission, sondern auch durch einsetzende Supernovaexplosionen den Großteil der Elektronen der kosmischen Strahlung. Die Elektronen werden vermutlich in den Schockfronten von Supernovaüberresten auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt und diffundieren in das interstellare Medium (Bogdan und Völk 1983). Sie verlieren dort beim Spiralen um Magnetfeldlinien kinetische Energie und geben die teilweise polarisierte Synchrotronstrahlung ab.

Die Verteilung nichtthermischer Emission über M33 bei 7'.66 Auflösung in Abbildung 25 ergibt sich beim Abzug der thermischen Emission (Abbildung 24) von der Gesamtstrahlung bei 6.3 cm. Die Konturlinien sind in mJy pro verschmierter Keulenfläche bei 7'.66 Halbwertsbreite angegeben. Die nichtthermische Strahlung von M33 ist weiter ausgedehnt und deutlich gleichmäßiger verteilt als die thermische. Dieses Verhalten ist bereits bei M31 (Beck und Gräve 1982), NGC 6946 (Klein et al. 1982), M51 (Klein et al. 1984) sowie IC 342 und M101 (Gräve 1984) gefunden worden. Es ist allerdings anzumerken, daß die Unterschiede beider Komponenten teilweise durch die Annahme eines konstanten nichtthermischen Spektralindexes hervorgerufen werden können. Um ausgedehnte, unstrukturiert verteilte Synchrotronstrahlung zu erzeugen, müssen sich im oben umrissenen Bild die relativistischen Elektronen von ihren räumlich begrenzten Entstehungsorten wegbewegen.

Abbildung 25 enthält zur Definition von Hälften und Quadranten Hauptachse (p.a. = 21°) und Nebenachse von M33 . Weiterhin sind die Positionen der bisher 35 optisch ermittelten Supernovarest-Kandidaten eingezeichnet (D'Odorico et al. 1980, 1982). Die dazu untersuchten Gebiete umfassen nicht immer die gesamte Galaxienfläche, sodaß Auswahleffekte anzunehmen sind. Mindestens fünf Objekte konnten im Radiokontinuum bestätigt werden (D'Odorico et al. 1982), eins davon zusätzlich im Röntgenbereich (Markert und Rallis 1983). Von den bisher vorliegenden Kandidaten befinden sich 66 % südlich der

Nebenachse. Die Annahme, daß sie die Hauptquellen relativistischer Elektronen sind, stimmt mit der dort auch erheblich stärkeren nichtthermischen Strahlung überein. 57 % der Synchrotronstrahlung kommen aus der Südhälfte. Das Maximum befindet sich südwestlich des Kerns.

Der Nordwest-Quadrant enthält mehr nichtthermische Strahlung als der Nordost-Quadrant. Ein Vergleich mit Abbildung 13 zeigt, daß sich im Nordwesten auch die Region mit nachweisbarer Linearpolarisation befindet. Dort sind nur 10 % der bekannten Supernovarest-Kandidaten, verglichen mit der Südhälfte wenig Synchrotronstrahlung, die aber hoch linear polarisiert ist. Die Erklärung dieser Beobachtung kann erst nach ausführlicherer Diskussion der Linearpolarisation und des zugrundeliegenden Magnetfeldes in den folgenden Abschnitten erfolgen.

Integrationen der Verteilungen in den Abbildungen 24 und 25 ergeben, daß bei der Trennung über den Spektralindex nur 51 % der Gesamtstrahlung nichtthermisch sind, weit weniger als bei Verwendung des Gesamtspektrums (Tabelle 12). Ein Grund dafür ist, daß diese Aufteilung nur für zentrumsnahe Punkte mit vorhandenem Spektralindexwert erfolgen kann, etwa 8 % der im Außenbereich der Galaxie vorwiegend nichtthermischen Gesamtemission unberücksichtigt bleiben und somit thermische Strahlung bevorzugt wird. Außerdem ist diese Trennung nur für 1720 MHz bis 4750 MHz erfolgt, wo bei einer Basisniveauangleichung über doppeltlogarithmische I_1/I_2-Darstellung innerhalb der verwendeten $r \cong 28'$ $\alpha = 0.65$ ist. Bei der Analyse des Gesamtspektrums geht der Bereich von 842 MHz bis 10700 MHz mit $r \leq 50'$ und $\alpha = 0.91$ ein. Da die beiden Trennungsverfahren aus Abschnitt V 4. - trotz des guten Datenmaterials - unterschiedliche Ergebnisse liefern, sollten Angaben der thermischen Anteile von Spiralgalaxien mit Vorsicht verwendet werden.

Berkhuijsen (1983) hat durch Abzug ihrer aus der Hα - Emission gewonnenen thermischen Komponente von der Gesamtstrahlung bei 6.2 cm eine nichtthermische Verteilung mit 2'.6 Auflösung erzeugt. Wegen der Unterschiede der benutzten Gesamtintensitätsmessungen und der Methode sind beide abgeleiteten nichtthermischen Karten in ihren Einzelheiten nicht identisch. Aber auch dort erscheint die Südhälfte mit Arm IS dominant, während IN kaum sichtbar ist. Die Synchrotronstrahlung ist asymmetrisch verteilt mit Maxima im Nordwest- und Südost-Quadranten. In diesen Teilen müßte die magnetische Feldstärke und/oder die Dichte relativistischer Elektronen höher sein.

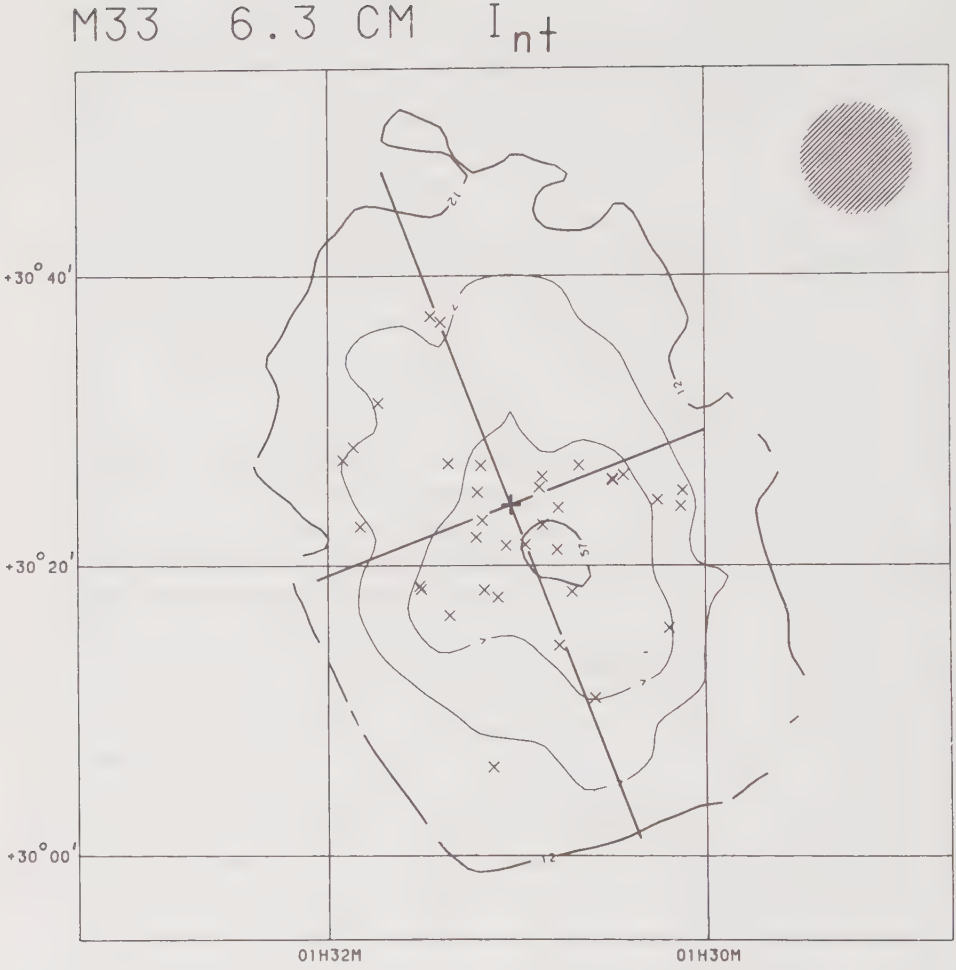


Abbildung 25 : Aus der Spektralinderverteilung abgeleitete nichtthermische Strahlung bei 6.3 cm und 7.'66 Auflösung. Die Konturlinien sind in mJy pro schraffierter Keulenfläche angegeben. 35 optisch ermittelte SNR-Kandidaten sind mit "x" gekennzeichnet, Hauptachse (p.a. = 21 °) und Nebenachse angedeutet.

V 7. RADIALPROFILE

V 7.1 Skalenlängen

Ein Vergleich von Radialprofilen gleicher Auflösung zeigt Zusammenhänge zwischen verschiedenen Emissionsformen. Das exponentielle Absinken einer Strahlungskomponente $I_i(r)$ mit dem Zentrumsabstand r vom Zentrumswert I_{io} läßt sich durch

$$I_i(r) / I_{io} = e^{-r/l} \qquad \text{Gl.(11)}$$

mit der Skalenlänge l beschreiben. Die Intensität I_i fällt radial also pro Skalenlänge auf 37 % des Ausgangswertes I_{io} .

Die wichtigsten Intensitätsverteilungen dieser Arbeit sind in zwei Gruppen auf jeweils gleiche Keulenflächen mit 7'.66 bzw. 2'.42 Halbwertsbreite gebracht worden. Die Integration in elliptischen, der projizierten Galaxienebene angepaßten Ringen (p.a. = 21°, i = 55°) mit Ringbreiten von 5' bzw. 3' ergibt Intensitätsmittelwerte, die in den Abbildungen 26 und 27 logarithmisch gegen den Radius aufgetragen sind. Der Zentrumsabstand r ist in Bogenminuten der Hauptachse und in kpc angegeben.

Bei den drei höher aufgelösten Profilen in Abbildung 27 sind um r = 13' relativ hohe Werte bezogen auf einen gleichförmigen Abfall zu erkennen. Bei den Gesamtintensitäten I 6.3 cm und I 2.8 cm Wellenlänge ist die Abweichung auf den beträchtlichen Beitrag von NGC 604 zurückzuführen. Aber auch die davon unbeeinflußten Verteilungen der Supernovarest-Kandidaten, von I_p 6.3 cm und I_p 17.4 cm sind dort erhöht. Dieser Radius fällt mit dem Ende der Zweiarmstruktur und dem vermuteten Korotationsradius zusammen (s. Abbildung 2), nach dem ein Bruch vieler Bestandteile von M33 einsetzt. Auch die aus dem Hα -Katalog abgeleitete thermische Strahlung hat dort ein relatives Maximum, der neutrale Wasserstoff HI ein Minimum (s. Berkhuijsen und Klein 1985). Die Abweichungen deuten also auf erhöhte Sternbildung (I_{th}) und deren Folgen (SNR, I_{nt}, I_p).

In Tabelle 13 sind die Art der Verteilung, die Wellenlänge der Messung, die hier gewählte Auflösung als Halbwertsbreite HWB, die Ringbreite dr und der maximale Radius r_{max} der verwendeten Daten angegeben. Die daraus durch gewichtete Anpassung einer Exponentialkurve nach Gleichung (11) abgeleiteten Skalenlängen l in Bogenminuten sind für die Entfernung d = 720 kpc auch in kpc umgerechnet. Die Fehlerangaben beziehen sich auf die Anpassung.

Tabelle 13 : Skalenlängen der Radialverteilungen

Art	λ/cm	HWB /′	dr /′	r_{max} /′	l /′	l /kpc
SNR			5	25	6.8 (±01.1)	1.4 (±0.2)
I	17.4	7.66	5	55	11.5 (±00.8)	2.4 (±0.2)
I	17.4	7.66	5	55	38.4 (±13.8)	8.0 (±2.9)
I^{p}	6.3	7.66	5	40	7.1 (±01.0)	1.5 (±0.2)
I^{th}_{nt}	6.3	7.66	5	40	17.0 (±01.3)	3.6 (±0.3)
I	6.3	2.42	3	36	8.5 (±00.7)	1.8 (±0.1)
I	6.3	2.42	3	36	18.1 (±02.8)	3.8 (±0.6)
I^{p}	2.8	2.42	3	36	10.5 (±00.6)	2.2 (±0.1)

In den folgenden Abschnitten wird auf die einzelnen Radialprofile eingegangen.

V 7.2 Gesamtstrahlung

Für die Untersuchung des radialen Absinkens der Gesamtintensitäten werden die von den Hintergrundsquellen befreiten Verteilungen verwendet. Der Radialverlauf der 17.4 cm-Karte (Abbildung 5) ist in ihrer Originalauflösung in Abbildung 26 eingezeichnet. Die Gesamtstrahlung ist bis $r \geq 52'.5$ (11 kpc) nachweisbar. Abbildung 27 zeigt für 6.3 cm bei 2′.42 Auflösung das Radialprofil der Gesamtstrahlung I aus Abbildung 10 . Die 2.8 cm-Gesamtintensität aus Abbildung 35 ist zum Vergleich auf 2′.42 verschmiert worden. Die Skalenlängen der Gesamtintensitäten der drei Wellenlängen betragen etwa l = 2 kpc .

V 7.3 Thermische Emission

Die Radialverteilung der Abbildung 24 bei 6.3 cm und 7′.66 Auflösung ist in Abbildung 26 zu sehen. Die thermische Emission ist stark zum Zentrum konzentriert und fällt mit l = 1.5 kpc noch steiler ab als die Gesamtintensitäten. Sie ähnelt mehr den Gesamtstrahlungsverläufen der kürzeren Wellenlängen 6.3 cm und 2.8 cm in Abbildung 27 als dem Profil für 17.4 cm , da die thermischen Anteile erst bei Zentimeterwellen bedeutsam werden (s. Tabelle 12) .

V 7.4 Supernovaüberreste

Die Supernovarest-Kandidaten (D'Odorico et al. 1980, 1982) in Abbildung 25 wurden in 5′ breiten Ringen gezählt. Die Anzahl pro Ring ist auf die gleiche Fläche normiert und in Abbildung 26 logarithmisch eingetragen. In diesem Fall haben die Werte der y-Achse nur eine relative Skala. Eine nach der Anzahl gewichtete Anpassung ergibt eine Skalenlänge von nur $l = 1.4$ kpc , die innerhalb der Fehler mit der der thermischen Verteilung übereinstimmt. Beide Strahlungsquellen gehören zur jungen Population.

V 7.5 Nichtthermische Emission

Der Radialverlauf der nichtthermischen Emission bei 6.3 cm und 7.′66 Auflösung aus Abbildung 25 ist in Abbildung 26 eingezeichnet. Er ist mit $l = 3.6$ kpc deutlich flacher als der für die beiden Bestandteile der jungen Population und endet nicht an der Nachweisgrenze von $\bar{r} = 50$ ′ . Eine breitere Verteilung der nichtthermischen gegenüber der thermischen Strahlung von M33 finden auch Berkhuijsen und Klein (1985) aus der Aufteilung über die Hα -Emission. Die Trennungen der Komponenten über den Radiospektralindex bei NGC 6946 (Klein et al. 1982) , M51 (Klein et al. 1984) und IC 342 (Gräve 1984) führen zum gleichen Ergebnis. Die breit verteilten nichtthermischen Verteilungen dieser Galaxien lassen auf ausgedehnte Gebiete sowohl der Elektronen kosmischer Strahlung als auch des interstellaren Magnetfeldes schließen. Wenn die relativistischen Elektronen aus der jungen, zum Zentrum konzentrierten Population kommen, müssen sie nach außen diffundieren.
Der Abfall der nichtthermischen Verteilung erfolgt langsamer als der der Gesamtintensitäten, da dort noch die zentriertere thermische Komponente enthalten ist.

V 7.6 Linear polarisierte Intensität

Da die erkennbare linear polarisierte Strahlung stark asymmetrisch ist, können Radialprofile der Gesamtgalaxie nur eine näherungsweise Beschreibung sein. Wegen des geringen Signal-zu-Rausch - Verhältnisses sind die Werte schwer anpaßbar. Der Verlauf der linear polarisierten Strahlung bei 17.4 cm in Abbildung 26 ist aus Abbildung 6 nach Abzug der Hintergrundsquellen Q11, Q15, Q17 und Q19 ermittelt worden. Die stark verrauschte Verteilung fällt mit $l = 8$ kpc sehr langsam ab. Das Absinken der linear polarisierten Strahlung bei 6.3 cm Wellenlänge aus Abbildung 13 nach Abzug von Q9 und Q30 ist in

Abbildung 27 eingezeichnet. Die Radialprofile beider polarisierter Emissionen sind erheblich flacher als die der entsprechenden Gesamtintensität. Das Mittel ihrer Skalenlängen ist auch eher höher als der Wert für die zugrunde liegende nichtthermische Strahlung. Die Erklärung dürfte in einer radial zum Zentrum zunehmenden Depolarisation liegen, die unter anderem durch den steilen Verlauf der thermischen Emission zu erwarten ist. Dieses Phänomen kann wegen der dafür nicht ausreichenden Datenqualität linearer Polarisation in den folgenden Abschnitten nur global für M33 behandelt werden.

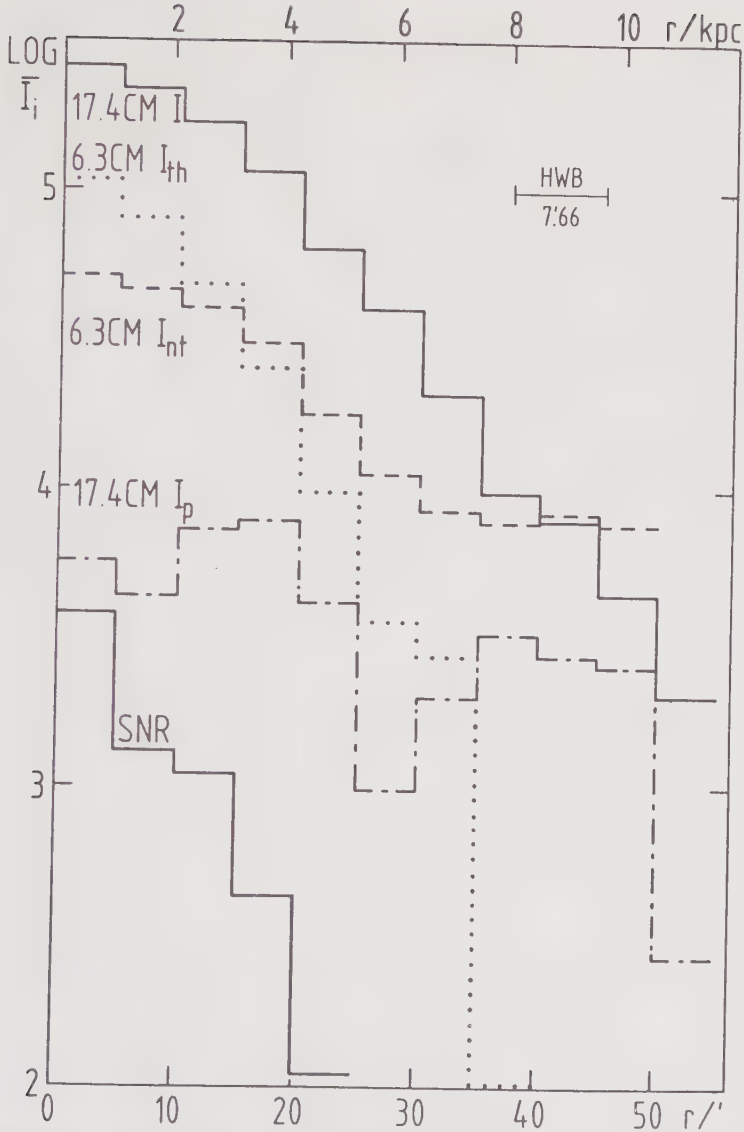


Abbildung 26 : Radialprofile von M33 bei 7'.66 Auflösung und 5' Ringbreite von gesamter und linear polarisierter Strahlung bei 17.4 cm sowie thermischer und nichtthermischer Komponente bei 6.3 cm. Die Flächendichte der Supernovarest - Kandidaten ist für 5' Ringbreite in relativen Einheiten angegeben.

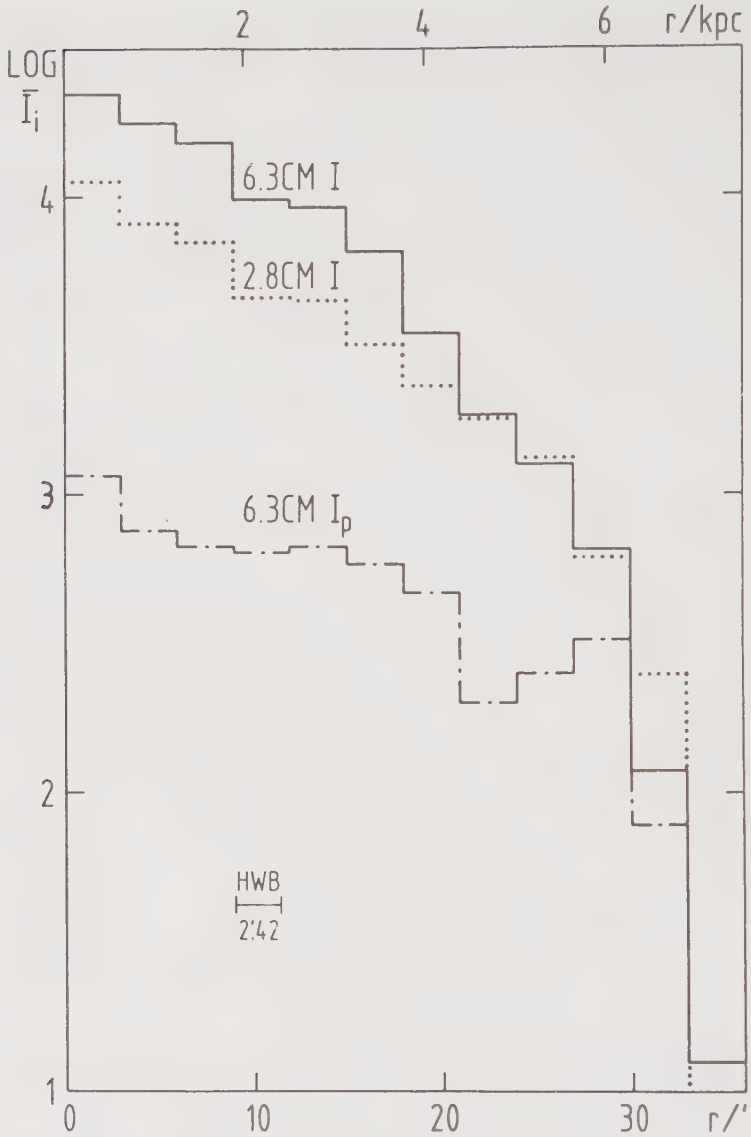


Abbildung 27 : Radialprofile von M33 bei 2'.42 Auflösung und 3' Ringbreite von gesamter und linear polarisierter Strahlung bei 6.3 cm sowie der Gesamtintensität bei 2.8 cm Wellenlänge.

V 8. LINEAR POLARISIERTE STRAHLUNG

V 8.1 Verteilung

Die Synchrotronstrahlung ist teilweise linear polarisiert. Von M33 gibt es inzwischen fünf Untersuchungen der Linearpolarisation zwischen 21.1 cm und 2.8 cm Wellenlänge. Die Radialprofile der beiden Messungen in V 7. zeigen eine flache, ausgedehnte Verteilung. Bei 6.3 cm (Abbildung 27) ist polarisierte Intensität bis r = 33′ (6.9 kpc) erkennbar, bei 17.4 cm (Abbildung 26) bis r = 55′ (11.5 kpc).

Die Kartierungen bei 21.1 cm und 11.1 cm (s. Beck 1979) sowie bei 17.4 cm (Abbildung 6) und 6.3 cm (Abbildung 13) zeigen zwei auffällige Übereinstimmungen: a) ausgedehnte Linearpolarisation im Nordwest-Quadranten mit einem Maximum zwischen den Spiralarmen IVN und VN um $\alpha_{50} = 1^h\ 30^m.7$ und $\delta_{50} = 30^o\ 36'$ und b) eine nahezu unpolarisiert erscheinende Südhälfte. Ungleichmäßigkeiten der beobachteten linear polarisierten Strahlung können nach dem in V 6. skizzierten Bild auf die Quellen relativistischer Elektronen, das interstellare Magnetfeld oder aber die Meßmethode zurückzuführen sein. In Abbildung 28 sind die Positionen der Supernovarest-Kandidaten von D'Odorico et al. (1980, 1982) den Konturen der Linearpolarisation von M33 bei 6.3 cm (Abbildung 13 nach Abzug von Q9 und Q30) überlagert. Polarisation ist nur da meßbar, wo kaum Supernovaüberreste sind. Die nahezu unpolarisiert erscheinende Südhälfte enthält 2/3 der Objekte. Da dementsprechend im Süden mehr Synchrotronstrahlung als im Nordwesten vorhanden ist, müssen die Unterschiede also durch Depolarisationseffekte und/oder das interstellare Magnetfeld erklärt werden. Dessen Ordnungszustand soll über den nichtthermischen Polarisationsgrad P_{nt} untersucht werden.

V 8.2 Polarisationsgrade

Um die Linearpolarisation zwischen 21.1 cm und 2.8 cm gemeinsam interpretieren zu können, müssen möglichst gleiche Bedingungen geschaffen werden. Nach den Definitionen in Tabelle 9 (Abschnitt V 1.) werden alle bei der jeweiligen Wellenlänge und Feldgröße zum polarisierten Fluß beitragenden Hintergrundsquellen abgezogen. Im einzelnen sind das bei der 6.3 cm - Messung (Abbildung 13) Q9 und Q30, bei 17.4 cm (Abbildung 6) Q11, Q15, Q17 und Q19. Auch die vorhandenen beiden Kartierungen (Beck 1979) wurden neu bearbeitet.

Bei 21.1 cm sind die Quellen Q11 und Q17 entfernt, bei 11.1 cm Q9, Q11, Q13, Q15, Q17, Q22 und Q30 . Die linear polarisierten Flußdichten S_p von M33 für 21.1 cm bis 6.3 cm sind bis r = 50 ′ (10.5 kpc) integriert, für 2.8 cm sind nur Aussagen bis r = 22.5 möglich. Tabelle 14 faßt die vorliegenden Effelsbergmessungen linearer Polarisation zusammen: angegeben sind die linear polarisierten Flußdichten S_p bis zum auf die Hauptachse bezogenen Radius r_{max}. Die mittleren Polarisationsgrade $\bar{P}$ der Gesamtstrahlung sind einheitlich auf die Gesamtflußwerte S_{M33} der Tabelle 11 bezogen, der Anteil $\bar{P}_{nt}$ auf die nichtthermische Emission S_{nt} der Tabelle 12 .

Tabelle 14 : Lineare Polarisation in M33

λ/cm	S_p /mJy	r_{max} /′	$\bar{P}$ /%	$\bar{P}_{nt}$ /%	$DP_{2.8}$
21.1	133 (±33)	50	4.4 (±1.3)	4.7 (± 1.2)	0.36
17.4	192 (±25)	50	7.1 (±1.1)	8.4 (± 1.2)	0.65
11.1	94 (±21)	50	5.6 (±1.4)	6.8 (± 1.7)	0.53
6.3	83 (±33)	50	7.5 (±3.2)	11.1 (± 5.1)	0.86
2.8	40 (±24)	22.5	8.3 (±5.5)	12.9 (±10.5)	1.00

V 8.3 Depolarisation

Der meßbare lineare Polarisationsgrad P_{nt} von Synchrotronstrahlung ergibt sich nach Burn (1966) aus dem nichtthermischen Spektralindex α_{nt} und dem Verhältnis der Komponenten B_u und B_r des gleichförmigen und des ungeordneten Magnetfeldes in der Antennenkeule zu

$$P_{nt} = \left((3+3\alpha_{nt}) / (5+3\alpha_{nt}) \right) \quad \left(B_u^2 / (B_u^2+B_r^2) \right) \qquad \text{Gl.(12).}$$

Bei homogenem Feld ($B_r = 0$) und $\alpha_{nt} = 1.0$ sind also $P_{nt} = 75$ % zu erwarten. Der tatsächlich gemessene Polarisationsgrad P der Radiostrahlung ist aber durch den unpolarisierten thermischen Anteil verringert. Außerdem treten Depolarisationseffekte auf, wenn das Rotationsmaß des Vordergrundes, der Quelle selber oder die Richtung des Magnetfeldes innerhalb der Antennenkeule variieren; beim Quellenrotationsmaß ist zusätzlich die abstrahlende Schichtdicke zu berücksichtigen. Da diese Einflüsse bei gleichem Objekt mit steigender Auflösung abnehmen, sollte der Polarisationsgrad zu kleineren Wellenlängen hin ansteigen.

Die Depolarisation DP läßt sich aus den gemessenen Polarisationsgraden für $\lambda_1 < \lambda_2$ angeben als

$$DP = P(\lambda_2) / P(\lambda_1) \qquad \text{Gl.(13).}$$

Die noch bei den nichtthermischen Polarisationsgraden P_{nt} auftretende Depolarisation ist in Tabelle 14 relativ zu 2.8 cm aufgeführt, wo der geringste Einfluß zu erwarten ist.

Bei Berücksichtigung der Fehlergrenzen läßt sich trotz der Schwankung des bestimmten nichtthermischen Polarisationsgrades eine Entwicklung feststellen. Der nichtthermische Polarisationsgrad sinkt von 6.3 cm zu 21.1 cm bei fünfzehnfacher Keulenfläche um weniger als einen Faktor drei. Der nach (Burn 1966) stark wellenlängenabhängige Depolarisationseffekt durch unterschiedliche Faradayrotationen in der Keule ist also gering. Die langsame Änderung deutet auf ein vorhandenes ungeordnetes Magnetfeld mit zufällig verteilten Polarisationsrichtungen. Seine Fluktuationen müssen gegenüber der bisher möglichen Auflösung von etwa 500 pc kleinräumig sein.

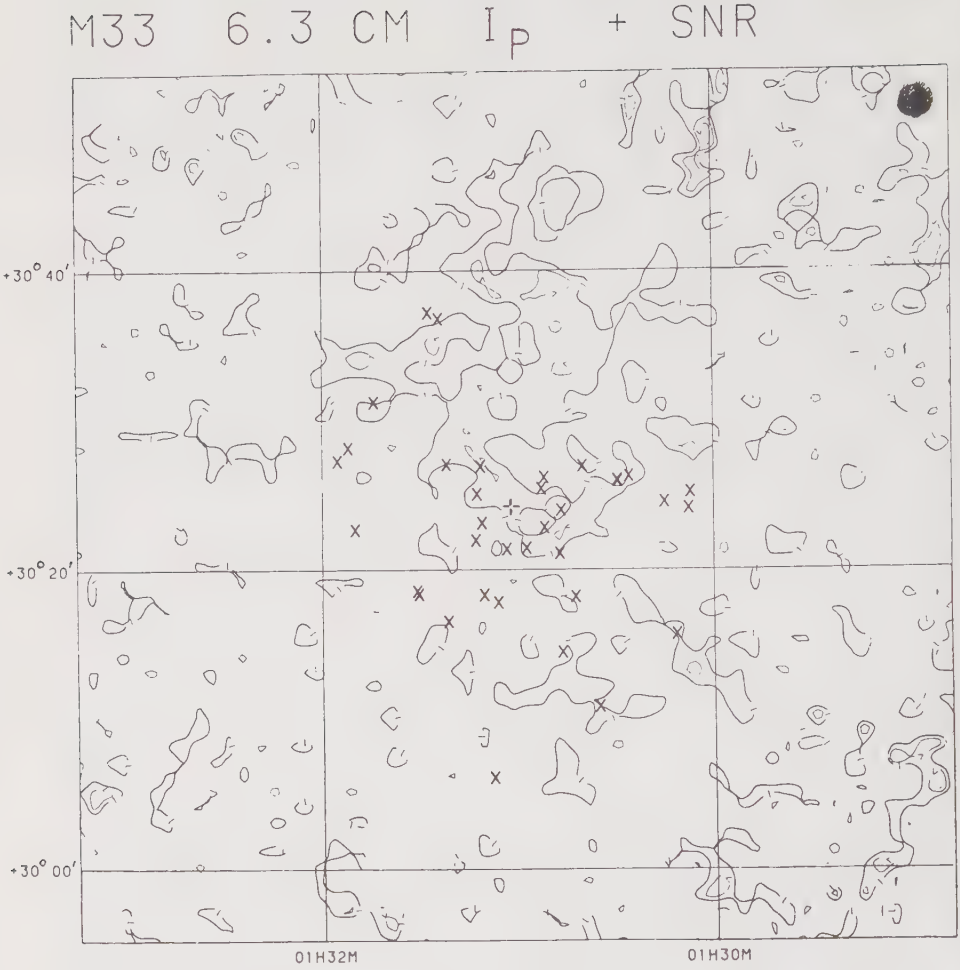


Abbildung 28 : Linear polarisierte Intensität von M33 bei 6.3 cm nach Abzug von Q9 und Q30 . Die Nullkontur ist weggelassen, die Konturen beginnen bei 1 mJy/Keule . Eingezeichnet sind 35 Supernovarest-Kandidaten ("X") .

V 9. ROTATIONSMAß

V 9.1 Definition

Der Polarisationswinkel ψ elektromagnetischer Strahlung wird beim Durchlaufen der Weglänge L eines magneto-ionischen Mediums aus freien thermischen Elektronen der Dichte N_e in einem parallel zur Sichtlinie großräumig geordneten Magnetfeld gedreht (Faraday-Effekt). Nach Gardner und Whiteoak (1963) beträgt die wellenlängenabhängige Faradayrotation für in Nanotesla (nT) angegebene magnetische Flußdichten

$$d\psi\,/\mathrm{rad} = 8.1\ (\lambda/\mathrm{m})^2 \int_0^L N_e/\mathrm{cm}^{-3}\ \ B_{||}/\mathrm{nT}\ \ dL/\mathrm{pc} \qquad \text{Gl.(14)}\ .$$

Sind auf der Sichtlinie N_e und $B_{||}$ konstant, so gilt die einfache Beziehung

$$d\psi\,/\mathrm{rad} = 8.1\ \lambda^2\ N_e\ B_{||}\ L \qquad \text{Gl.(15)}\ .$$

Für Regionen, in denen N_e und L sich nicht beträchtlich ändern, hängt also $d\psi$ nur von $B_{||}$ ab. Der integrierte Wert des Produkts aus Elektronendichte N_e und Magnetfeldkomponente $B_{||}$ längs der Sichtlinie zwischen Quelle und Beobachter wird als Rotationsmaß RM bezeichnet :

$$RM\ /\mathrm{rad\ m}^{-2} = d\psi\ /\ \lambda^2 \qquad \text{Gl.(16)}\ .$$

Drehwinkel und damit auch Rotationsmaße aus unterschiedlichen Regionen sind additiv. Beiträge zum meßbaren RM entlang der Sichtlinie liefern

a) die Erdionosphäre im Dezimeter-Bereich mit RM $\leq$ 4 rad/m^2 (Verschuur und Kellermann 1974),

b) das interstellare Medium der Milchstraße; im lokalen Spiralarm ist $N_e\ B_{||} \cong 10^{-11}$ T/cm^3 (Simard-Normandin und Kronberg 1979),

c) das intergalaktische Medium mit nur RM = 0.005 rad/m^2 im Fall von M33 (Sofue et al. 1979) und

d) die beobachtete Quelle selber.

Die ersten drei Anteile werden als Vordergrundsrotationsmaß RM_{Vg} zusammengefaßt, aus dem vierten läßt sich mit RM - RM_{Vg} das quellencharakteristische interne Rotationsmaß RM_o ableiten. Bei einem positiven Vorzeichen des Rotationsmaßes erfolgt die Faradaydrehung gegen den Uhrzeigersinn und das Magnetfeld ist auf den Betrachter gerichtet.

V 9.2 Rotationsmaße von M33

M33 liegt hinter der dl = 80° , db = 50° - ausgedehnten galaktischen Magnetblase 'Region A' (Simard-Normandin und Kronberg 1980), sodaß die E-Vektoren von Faradayrotation innerhalb der Milchstraße gestört werden. Das Vordergrundsrotationsmaß wird hier als konstant über die beobachteten Meßfelder von M33 angenommen. Die Rotationsmaßbestimmungen von Tabara und Inoue (1980) und Simard-Normandin et al. (1981) an den drei extragalaktischen Quellen 3C41, 3C42 und 3C48 im 5° x 5° - Umfeld liefern für die Position von M33 in guter Übereinstimmung RM_{Vg} = -57 ($\pm$10) rad/m^2 , wobei angenommen wird, daß die quelleneigenen Anteile sich herausmitteln und der extragalaktische Beitrag vernachlässigbar ist.

Ein Vergleich der E-Feldrichtung der Nordregion von M33 in den Kartierungen bei 6.3 cm (Abbildung 13), 11.1 cm (Beck 1979), 17.4 cm (Abbildung 6) und 21.1 cm Wellenlänge (Beck 1979) zeigt, daß ψ mit steigender Wellenlänge regelmäßig im Uhrzeigersinn dreht, das gesamte Rotationsmaß also negativ ist. Die Polarisationsrichtungen der 17.4 cm - , 11.1 cm - und 6.3 cm - Messungen ermöglichen eine Verteilung eindeutiger Rotationsmaße RM . Dazu werden die Stokesparameter Q und U der linearen Polarisation aller Kartierungen zur Vermeidung unterschiedlicher Depolarisationen in der Keule auf die geringste Auflösung der drei Karten von 7'.66 verschmiert, auf den gleichen Meßpunktabstand von 2'.5 und die Feldgröße von 97'.5 x 97'.5 gebracht. Die Polarisationswinkel erhält man aus Gleichung (1).

Soll das Rotationsmaß aus Winkelverteilungen bei zwei von Faradaydrehung betroffenen Wellenlängen berechnet werden, so folgt aus Gleichung (16)

$$RM\ /\mathrm{rad\ m^{-2}} = (\psi_1 - \psi_2 \pm n\pi) \,/\, \left((\lambda_1/m)^2 - (\lambda_2/m)^2 \right) \quad n=0,1,2... \qquad \text{Gl.(17)} .$$

Der Summand $n\pi$ ist nötig, da die Winkel ψ_1 und ψ_2 in den Polarisationsprogrammen nur von 0° bis 180° und damit ohne Richtung und nur als Orientierung angegeben werden. Die Uneindeutigkeit im Rotationsmaß beträgt damit

$$\delta RM\ /\mathrm{rad\ m^{-2}} = \pi \,/\, \left| (\lambda_1/m)^2 - (\lambda_2/m)^2 \right| \qquad \text{Gl.(18)} ,$$

für einen Vergleich von 6.3 cm und 17.4 cm also 119 rad/m^2 , bei kleineren Wellenlängenabständen entsprechend mehr.

Bei mindestens drei Frequenzen läßt sich durch Variation von n bei den

Winkeln und möglichen Zweierkombinationen aber eine allen Frequenzen genügende Rotationsmaßverteilung ableiten. An Punkten mit ausreichendem Signal-zu-Rausch - Verhältnis (Beispiel Abbildung 29) ist durch lineare Regression an $\psi_i = \psi_o + RM\ \lambda_i^2$ sichergestellt, daß die λ^2 - Abhängigkeit von Gleichung (16) bei dem verwendeten Wellenlängenintervall eine ausreichende Beschreibung ist. Abbildung 29 veranschaulicht auch das prinzipielle Vorgehen bei Rotationsmaßbestimmungen: die Steigung der Geraden symbolisiert das Rotationsmaß RM, der y-Achsenabschnitt den internen Polarisationswinkel ψ_o .

Im Fall von M33 führt schon n = 0 bei allen Frequenzvergleichen (6.3-11.1, 11.1-17.4 und 6.3-17.4 cm) zu übereinstimmenden Ergebnissen. Rotationsmaße sind für Punkte berechnet, wenn in beiden Messungen die polarisierte Intensität mindestens das 1.2 fache des Rauschens beträgt. Bei Meßpunkten mit nur zwei vorhandenen Winkeln ist das Einzelrotationsmaß nur dann in die Endkarte übernommen, wenn es nach Gleichung (19) auf mindestens 40 rad/m^2 genau bestimmbar ist. Die jeweiligen RM-Werte pro Gitterpunkt sind nach dem Fehler im Einzelrotationsmaß

$$\Delta RM = \left(\left(\sigma I_{p1}/I_{p1}\right)^2 + \left(\sigma I_{p2}/I_{p2}\right)^2 \right)^{0.5} / \ 2\ (\lambda_1^2 - \lambda_2^2) \qquad \text{Gl.(19)}$$

quadratisch gewichtet gemittelt. Das Ergebnis ist in Abbildung 30 zu sehen. Die Graustufe nimmt mit der gesamten Faradaydrehung zu. Überlagert sind zur Orientierung vier Konturen der Gesamtintensität bei 17.4 cm (s. Abbildung 4). Die Rotationsmaße der drei polarisierten Einzelquellen Q1, Q11 und Q17 ergeben als Vordergrundsrotationsmaß $RM_{Vg} = -53\ (\pm 11)$ rad/m^2 . Im folgenden wird unter Berücksichtigung der Bestimmung aus den drei starken extragalaktischen Quellen vom Mittelwert

$$RM_{Vg} = -55\ (\pm 7)\ \text{rad/m}^2$$

ausgegangen. Daraus ergeben sich bei den fünf Effelsberg-Wellenlängen mit Messungen der Linearpolarisation die in Tabelle 15 verzeichneten Drehungen $d\psi_{Vg}$ der Polarisationsrichtung auf der Sichtlinie von M33.

Tabelle 15 : Faraday-Effekt im Vordergrund von M33

λ / cm	21.1	17.4	11.1	6.3	2.8
$d\psi_{Vg}$ / ^{o}	-140 ($\pm$18)	-95 ($\pm$12)	-39 ($\pm$5)	-13 ($\pm$2)	-2.5 ($\pm$0.3)

Bei M33 ist wegen der vorwiegend im Nordteil nachweisbaren Polarisation auch nur dort eine sichere Rotationsmaßbestimmung möglich. Der Mittelwert aller M33 und dem Vordergrund zuzuschreibenden Rotationsmaße beträgt -50 ($\pm$24) rad/m^2. Drei mit Kreuzen gekennzeichnete HII-Regionen (Q8, Q10 und Q29) des Nordarms IN weisen eine stärkere Faradaydrehung als die Umgebung auf, was nach Gleichung (14) wegen des höheren N_e $B_{||}$ der Quellen selber auch zu erwarten ist. Es fällt weiter auf, daß auf der Nebenachse besonders hohe Drehungen auftreten, auf der Hauptachse eher niedrigere. Gegenüber dem ersten Versuch einer Interpretation der azimutalen Rotationsmaßvariation von M33 (Sofue und Takano 1981) ist die Datenbasis bei verbesserter räumlicher Auflösung verdoppelt und die Werte durch Verwendung von drei statt bisher zwei Frequenzen sicherer.

Alle vorhandenen Rotationsmaße wurden um das Zentrum in der Galaxienebene in zwei Ringen azimutal in 40^{o}-Sektoren gemittelt. Wegen der geringen Meßpunktanzahl mußten die Sektoren großflächig gewählt werden. Um nicht mögliche Feldrichtungswechsel zu verschmieren, wurde als Ringabstand nur 14'.4 (3 kpc) gewählt, das Azimutintervall aber 40^{o} weit genommen. Die Mittelwerte $\overline{RM}$ der Sektoren mit ihren Standardabweichungen sind in Abbildung 31 gegen den wahren Azimutwinkel θ_o in der Galaxienebene aufgetragen, der sich über die Neigung i aus dem Azimutwinkel θ der Meßposition am Himmel ergibt:

$$\theta_o = \arctan (\tan \theta / \cos i) \qquad \text{Gl.(20)} .$$

Die Zahlen über den Fehlerbalken geben die Anzahl der verwendeten Meßwerte an. $\theta_o = 0^{o}$ und 360^{o} entsprechen der Richtung der südlichen Hauptachse, 180^{o} der nördlichen Hauptachse, 90^{o} und 270^{o} der Nebenachsen in Richtung West bzw. Ost. Nach den beiden gängigen Modellen der galaktischen Magnetfeldstruktur sind bei einem Kreisfeld eine einfache Sinuskurve und bei einem spiralförmigen Feld doppelte Sinuswellen zu erwarten (s. Buczilowski 1981). Die vorhandenen Rotationsmaß-Mittelwerte der Sektoren beider Ringe zeigen Maxima um etwa $\theta_o = 160^{o}$ und 330^{o} mit dazwischenliegenden Minima um 60^{o} und

260^{o} , bis auf den herausfallenden Wert des Außenrings bei 220^{o} verläuft die Änderung kontinuierlich. Es liegt also nahe, eine doppelperiodische Variation zu vermuten. Da die meisten Meßwerte aus der Nordregion stammen und nur in 16 der 18 Sektoren mindestens drei Rotationsmaßwerte vorliegen, muß die Funktion für Teile der Südhälfte extrapoliert werden. Die nach dem Quotienten aus Meßwertanzahl und Standardabweichung in den einzelnen Sektoren gewichtete Anpassung der Rotationsmaßwerte mit dem Ansatz $RM = c_1 \cos(2\theta_o - \varphi) + c_2$ ergibt für

$$1 - 4 \text{ kpc}: \quad RM/\text{rad m}^{-2} = -9.9\,(\pm 3.2)\,(\cos 2\theta_o - 131(\pm 1)^{o}) - 50.5(\pm 2.2)$$
$$4 - 7 \text{ kpc}: \quad RM/\text{rad m}^{-2} = -7.8\,(\pm 3.5)\,(\cos 2\theta_o - 134(\pm 1)^{o}) - 45.9(\pm 2.5)$$

und ist in Abbildung 31 eingezeichnet. Wegen der auch durch die nötige Sektorgröße bedingten hohen Standardabweichungen der Meßwerte, ihrer dazu vergleichsweise geringen azimutalen Variation und der nur näherungsweisen Beschreibung durch eine Doppelkosinusfunktion ist Abbildung 31 vorsichtig zu interpretieren. Die Anpassung eines einfachen sinusförmigen Verlaufs an die Meßwerte führt zu schlechterer Übereinstimmung. Die Untersuchung der Umgebungsquellen schließt einen Gradienten des Vordergrundsrotationsmaßes mit mehr als 3 rad/m^2 über die Fläche mit r = 33.5 (7 kpc) aus, sodaß die systematische Änderung in der Galaxienebene erfolgen muß. Die gleichartige Variation in beiden Ringen mit zwei Minima und zwei Maxima des Rotationsmaßes an auf 5^{o} identischen Positionen läßt bei gemeinsamer Betrachtung folgende Deutung zu: ist N_e L in den Gleichungen (14) und (15) konstant oder ändert es sich der Spiralarmstruktur nach bisymmetrisch, so folgt aus dem azimutalen Verhalten des Rotationsmaßes ein ebenfalls doppelperiodisches der $B_{||}$ - Komponente des Magnetfeldes, d.h. das Feld ändert während eines Umlaufs (θ_o = 0-2 π) viermal seine Richtung. Auch eine Wahl der Ringbreiten im 2 kpc - Abstand ergibt kein Anzeichen für eine Verschiebung der Extrema, also auf Richtungswechsel zwischen den Ringen. Wegen der begrenzten Auflösung der Rotationsmaßverteilung von etwa 2 kpc ist über kleinräumigere Wechsel (z.B. mit dem mittleren Armabstand von 1.6 kpc) keine Aussage möglich. Sie würden allerdings die Amplitude der Variation senken.

Im Bild eines einfachen bisymmetrischen Magnetfeldes (Sofue et al. 1980) ändert sich das Rotationsmaß in der Galaxienebene azimutal mit

$$RM = 0.5\ RM_o\ \tan i\ (\ \cos(2\theta_o+\varepsilon-\mu) + \cos(\varepsilon+\mu)\ ) \qquad \text{Gl.(21)}\ ,$$

wobei ε der Öffnungswinkel der Feldlinien gegen einen Kreis und μ die wahre Richtung maximaler Flußdichte auf einem Kreis um das Zentrum ist. μ wird wie der wahre Azimutwinkel θ_o von der Knotenlinie zwischen Galaxienebene und Himmel ("Hauptachse") gerechnet. Aus dem Vergleich von Gleichung (21) mit den Ergebnissen der Anpassung an die Meßdaten lassen sich die Parameter für diesen Feldtyp angeben.

Aus der Amplitude, dem effektiven Rotationsmaß $0.5\ RM_o \tan i \geq 8.9\ (\pm 2.4)$ rad/m^2 ergibt sich eine untere Grenze für das interne, für M33 charakteristische Rotationsmaß RM_o als Mittelwert beider Ringe zu

$$RM_o = 12.5\ (\pm 3.4)\ \text{rad/m}^2\ .$$

Für ε wird der Öffnungswinkel der Spiralarme in der Galaxienebene von $\varepsilon = -31\ (\pm 5)^\circ$ (Kennicutt 1981) genommen. Aus der Phase der Variation folgt als Richtung höchster magnetischer Flußdichte

$$\theta_o = \mu = 102\ (\pm 6)^\circ\ ,$$

was am Himmel $\theta = 110\ (\pm 9)^\circ$ entspricht. Damit wird der konstante Summand $0.5\ RM_o \tan i \cos(\varepsilon+\mu) = 3\ (\pm 2)$ rad/m^2 . Maximal kann die bestimmte RM-Variation durch diesen Term um $\pm$ 8.9 rad/m^2 verschoben werden. Die von Vordergrundsrotation und bisymmetrischem Offset zu erwartende Verschiebung um $-52\ (\pm 7)$ rad/m^2 stimmt mit der gemessenen von $-48\ (\pm 2)$ rad/m^2 innerhalb der Fehlergrenzen gut überein. Es ist also sichergestellt, daß die azimutale Schwankung des M33 zuzuschreibenden Rotationsmaßes um Null zwischen positiven und negativen Werten erfolgt. Sie ist damit als Richtungswechsel des Magnetfeldes interpretierbar und nicht von $N_e L$ dominiert.

MESSPUNKT
RA = 1.518 H
DEC = 30.402 GRAD
PSI = 3.136 RAD
RM =-49 (12) RAD/M**2

A 0 = .313641E+01 +/- .196653E+00
A 4 =-.489235E+02 +/- .117476E+02
VARIANZ= .453805E-04 CHISQR= .16050E-02

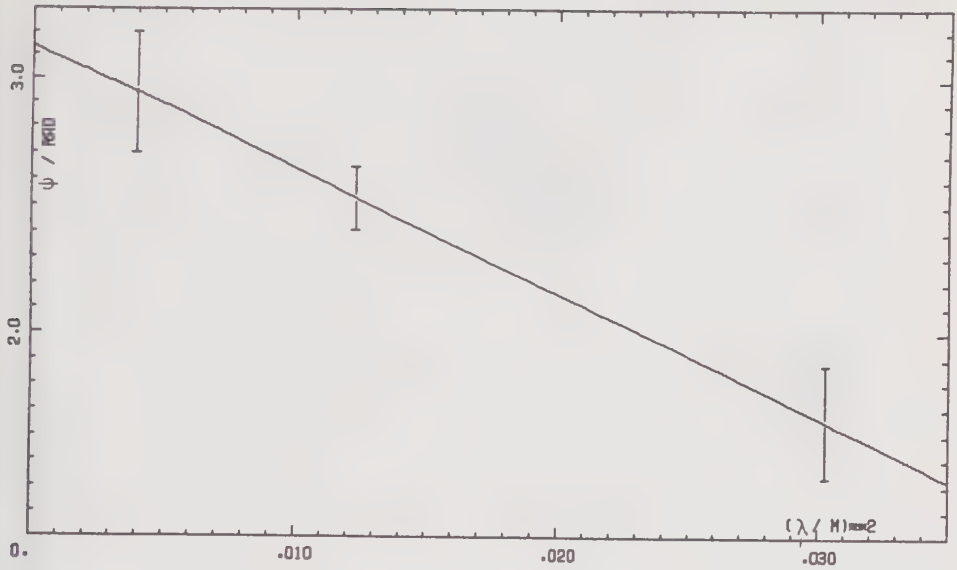


Abbildung 29 : Bestimmung von Rotationsmaß RM und interner Polarisationsrichtung ψ_o durch Geradenanpassung an $\psi_i = \psi_o + RM\ \lambda_i^2$ für einen Meßpunkt mit faradaygedrehten Winkeln ψ_i bei drei Wellenlängen λ_i (6.3 cm, 11.1 cm, 17.4 cm) .

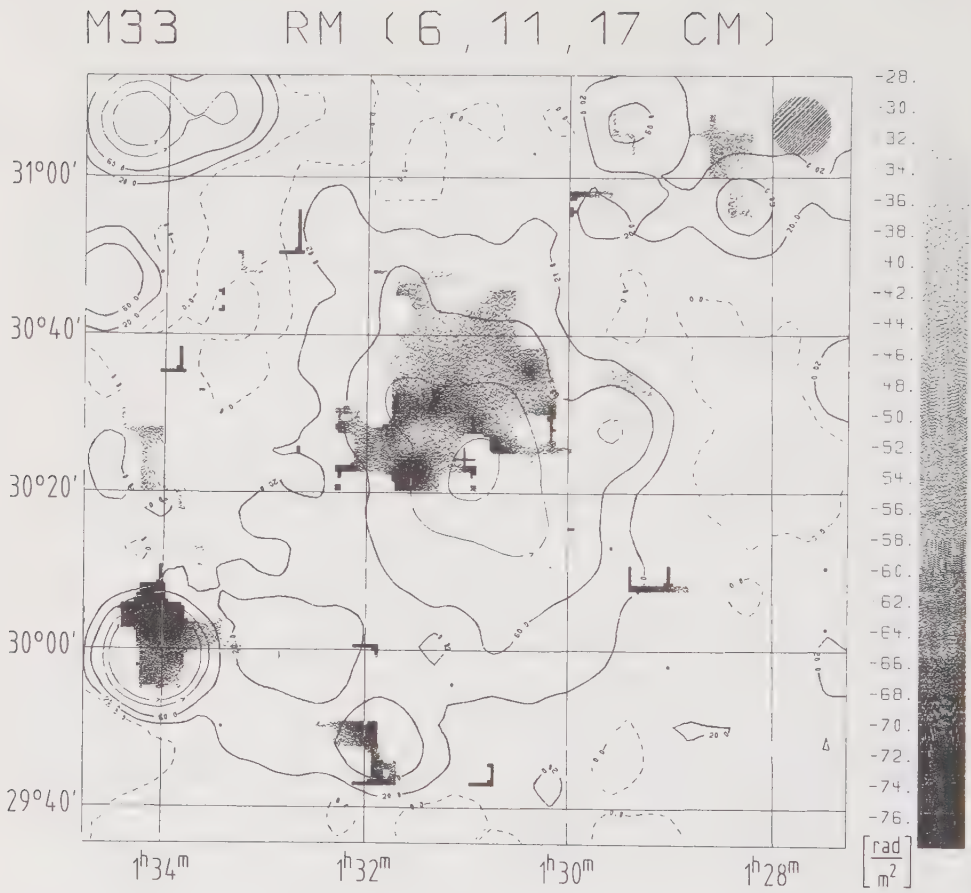


Abbildung 30 : Rotationsmaß aus Messungen bei 6.3 cm, 11.1 cm und 17.4 cm als Graustufen mit überlagerten Gesamtintensitätskonturen für 17.4 cm. Drei HII-Regionen (von links Q10, Q29 und Q8) sind durch "X" markiert, das Zentrum durch "+" .

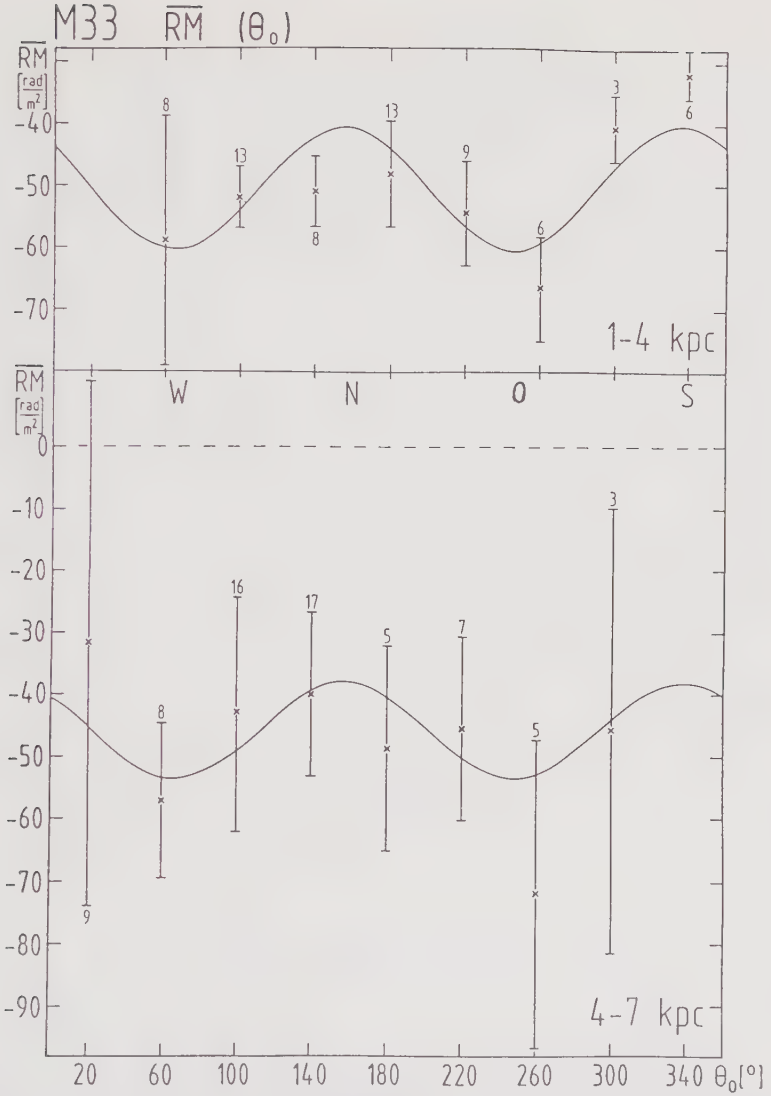


Abbildung 31 : Azimutale Variation des gemittelten Rotationsmaßes $\overline{RM}$ in 40°-Sektoren zweier Ringe (1-4, 4-7 kpc) der Ebene von M33 . Zur Orientierung sind die Himmelsrichtungen (W,N,O,S) bei den entsprechenden Azimutwinkeln θ_o verzeichnet. Die Zahlen geben die Anzahl der gemittelten Punkte im Sektor an, die Fehlerbalken ihre Standardabweichungen. Die angepaßten doppelperiodischen Kurven sind im Text erläutert.

V 10. GALAKTISCHE MAGNETFELDER

V 10.1 Bisherige Beobachtungen

Während es keinen Hinweis auf ausgedehnte elektrische Felder gibt, treten im gesamten Kosmos großräumige magnetische Felder auf. Freibewegliche elektrische Ladungen können elektrische Potentialdifferenzen abbauen. Gäbe es magnetische Monopole in ausreichender Anzahl, so würden auch Magnetfelder durch magnetische Ströme aufgelöst (Reinhardt 1974).

Sofue et al. (1968) deuteten als erste an, daß der intergalaktische Raum von Magnetfeldern und ionisiertem Gas erfüllt ist. Aus dem Ansteigen der Rotationsmaße extragalaktischer Radioquellen mit der Rotverschiebung schlossen inzwischen mehrere Autoren (z.B. Sofue et al. 1979) auf ein gleichförmiges intergalaktisches Feld von etwa 10^{-13} T . Vallée (1983a) gibt als obere Grenze nur 3 10^{-15} T an, Simard-Normandin und Kronberg (1980) finden keinen Hinweis auf ein universelles Magnetfeld.

Radiomessungen der letzten Jahre an Spiralgalaxien (Segalovitz et al. 1976, Simard-Normandin und Kronberg 1979, Beck 1979, Buczilowski 1981, Klein et al. 1983, Gräve und Beck 1986) zeigen großräumige Magnetfelder von einigen 10^{-10} T in der Milchstraße, M31, M33, M51, M81, NGC 253, NGC 6946 und IC 342 .

Das interstellare Magnetfeld ist in Gaswolken gebunden und verläuft parallel zur galaktischen Ebene. Es wird aus einer auf eine schmale Scheibe begrenzten, in z-Richtung gaußförmigen gleichförmigen Komponente B_u und einer breiter verteilten, ungeordneten Komponente B_r zusammengesetzt angenommen (Thomson und Nelson 1980, Fujimoto und Sawa 1981). Magnetfelder wechselwirken mit der kosmischen Strahlung und dem Gas. Nach Sofue et al. (1979) könnten auch im Halobereich über und unter der galaktischen Scheibe Magnetfelder existieren.

Magnetfelder entstehen durch bewegte elektrische Ladungen. Nachdem Helixfelder (Mathewson und Nicholls 1968, Fujimoto und Miyamoto 1970) und völlig ungeordnete Felder (Michel und Yahil 1973) kaum noch diskutiert werden, bleiben nur noch zwei Modelle mit allerdings zahlreichen Variationen, die von den Beobachtungen unterstützt werden. Jede Theorie der Erzeugung galaktischer Magnetfelder benötigt ein Saatfeld, anschließende Verstärkung, die Groborientierung in der Galaxienebene durch differentielle Rotation und eine Umorientierung der Feldrichtung durch Schwerkrafteffekte (Vallée 1983a).

V 10.2 Dynamotheorie

Als Saatfeld könnten Reste des primordialen Feldes gedient haben (Ruzmaikin und Shukurov 1981). Es ist aber auch eine Entstehung während der Galaxienphase denkbar, z.B. mit der Biermann-Batterie bei kompakten Objekten (Biermann 1950). Die Ladungstrennung von Elektronen und Ionen nach ihrer Masse durch äußere Gravitations- oder Zentrifugalkräfte führt bei differentieller Rotation zu großräumigen meridionalen elektrischen Strömen. Sie rufen ausgedehnte schwache azimutale Magnetfelder hervor, die ins interstellare Medium abgegeben werden.

Das Feld wird in einem Dynamomechanismus durch Umwandlung von kinetischer in magnetische Energie verstärkt. Wir folgen hier der Darstellung von Ruzmaikin und Shukurov (1981). Ein galaktisches Magnetfeld läßt sich darstellen als Überlagerung einer azimutalen Komponente in der Galaxienebene und einer dazu senkrechten meridionalen in z-Richtung. Beim α-Effekt übertragen kleinräumige turbulente Bewegungen Energien zwischen den beiden Komponenten, beim ω-Effekt verstärkt differentielle Rotation das Azimutfeld. Je nach der relativen Stärke von differentieller Rotation und Turbulenzen dominiert ein bestimmter Dynamotyp. Um das starr rotierende Galaxienzentrum tritt ein α^2-Dynamo auf. In der differentiell drehenden Scheibe wirkt der $\alpha\omega$-Dynamo stärker. Hier wird zusätzlich die Senkrechtkomponente durch differentielle Rotation in Azimutrichtung gestreckt. Zum Azimutfeld trägt der ω-Effekt stärker bei als der entsprechende α-Effekt. In der Scheibe entsteht ein vorwiegend azimutales Feld mit einer schwächeren Senkrechtkomponente. Der Dynamomechanismus läßt das Feld exponentiell anwachsen, bis ein Gleichgewicht mit den entstehenden magnetischen Spannungen erreicht wird (Levy 1974). Die Anwendung dieses Modells auf vorwiegend differentiell rotierende Galaxien (Milchstraße, M31, M81 und M104) führt zu einer radialen Variation der Feldstärke. Für die Milchstraße erhalten Ruzmaikin und Shukurov Maxima bei Radien $r \leq 1$ kpc und bei $r = 10$ kpc sowie ein Minimum um $r = 5$ kpc. Das Scheibenfeld hat eine Torusstruktur. Damit müßte auch die Synchrotronstrahlung radial strukturiert sein. Die nichtthermische Radiostrahlung einiger Spiralgalaxien (z.B. M31) zeigt tatsächlich Maxima im Zentrum, Minima um 3 kpc, einen erneuten Anstieg um 7 kpc mit folgendem exponentiellen Abfall. Bei Spiralgalaxien, die für Radien $r \leq 4$ kpc starr rotieren, müßte der α^2-Dynamo in einem größeren Gebiet um das Zentrum überwiegen.

Nach der Dynamotheorie sind geschlossene, ungefähr kreisförmige Feldlinien um die Rotationsachse zu erwarten (Tosa und Fujimoto 1978). Diese Struktur ist mit der Dichtewellentheorie vereinbar, wenn das Gas das Magnetfeld mitschleppt und sich immer parallel zum Arm in der geschockten Region bewegt. Vallée (1983a,1984b) versucht, die beobachteten Kreis- und Spiralfelder einheitlich mit der Dichtewellen-Dynamotheorie zu erklären. Das Feld wird hauptsächlich durch differentielle Rotation ausgerichtet und kann durch Dichtewellenmuster nahezu kreisförmig, aber im Winkel zu den spiralförmigen Armen orientiert werden. Bei geringen Gezeitenkräften dominiert die Dichtewellenanregung: Sterne bilden Spiralstruktur aus, Gas und Magnetfeld aber genäherte Kreisbahnen. Größere Schwerkrafteinflüsse eines Begleiters ordnen, zumindest in den Außenbereichen der Galaxie, auch Gas und Magnetfeld in Spiralform an.

Als mögliche Kandidaten für ein nahezu kreisförmiges Magnetfeld gelten M31 (Sofue und Takano 1981, Beck 1982), IC 342 (Sofue et al. 1985), und vielleicht die Milchstraße (Inoue und Tabara 1981, Vallée 1984b). Ein Feldrichtungswechsel auf Skalen größer als 3 kpc ist bei M31 nicht feststellbar (Sofue und Takano 1981, Beck 1982).

Piddington (1981) bezweifelt, daß turbulente Bewegungen relativ zum Magnetfeld eine ausreichende Energiedichte für eine Dynamotätigkeit haben und die beobachteten großräumigen Magnetfelder kontrollieren können.

Mit der Dynamotheorie wären die Magnetfelder der Sonne, der Planeten und Galaxien einheitlich erklärbar (Reinhardt 1974).

V 10.3 Fossile Theorie

Ionisierte Materie und Magnetfeld sind gekoppelt. Der magnetische Fluß durch eine Gaswolke bleibt erhalten, das Feld ist eingefroren. Die Magnetfeldstärke wächst bei isotroper, dreidimensionaler Verdichtung eines homogenen kosmischen Mediums mit der Materiedichte ρ im Mittel wie $B \sim \rho^{2/3}$ an. Eine Kompression um 10^5 beim Gravitationskollaps erzeugt aus dem fossilen Feld des Urknalls von jetzt 10^{-13} T also ein galaktischen Feld von $2\ 10^{-10}$ T . Wegen der hohen Leitfähigkeit könnte die Zerfallszeit galaktischer Felder durch ohmsche Verluste größer als das Weltalter sein (Reinhardt 1974). Diese Vorüberlegungen bilden den physikalischen Hintergrund der fossilen Theorie: Großräumige geordnete intergalaktische Magnetfelder werden von der durch Schwerkraft kollabierenden Protogalaxie eingefangen, von differentieller Rotation gedreht und bis heute erhalten. Es ergibt sich eine Feldstruktur bisymmetrisch zur Rotationsachse, das Magnetfeld läuft an einer Seite der Galaxie herein und an der entgegengesetzten heraus. Das Feld folgt den Armen, Richtungswechsel treten bei einer neutralen Spirallinie parallel zum Feld auf (Tosa und Fujimoto 1978).

Die Feldlinien müßten allerdings bei Drehimpulserhaltung, hoher Leitfähigkeit und differentieller Rotation des Scheibengases samt eingefrorenem Feld, dessen Rotationsenergie die magnetische Energie bei weitem übersteigt, in 10^8 bis 10^9 Jahren aufgewickelt werden und dementsprechend häufige Richtungswechsel zeigen (Tosa und Fujimoto 1978, Sawa und Fujimoto 1980, Vallée 1983b). Das Problem erinnert an das Windungs-Dilemma der Spiralarme in den sechziger Jahren.

Sawa und Fujimoto (1980) sowie Fujimoto und Sawa (1981) schlagen eine Zirkulation der Magnetfelder zwischen der galaktischen Scheibe und einem sie umgebenden Halo dünnen Gases vor. Die eng gewundenen Feldlinien der schnell drehenden Scheibe werden über deren obere und untere Begrenzungsflächen von der turbulenten Bewegung des interstellaren Gases in den Halo transportiert. Im langsam rotierenden Halo reicht die Energiedichte des Magnetfeldes relativ zu der der Rotation aus, um die engen Windungen zu entspannen. Die nur noch leicht gewundenen Feldlinien diffundieren zurück in die Scheibe, wo sie von differentieller Rotation wieder verdreht und verstärkt werden. Bei zufälliger Auf- und Abbewegung bleibt das Verhältnis von Magnetfeld zu Gasdichte erhalten. Bei schneller Diffusion könnnen die Feldlinien einer Spiralgalaxie demnach in Teilen einer Rotationsperiode in stabiler offener Form vorliegen.

Die Diffusion schwacher Halofelder in die Scheibe ermöglicht dort stärkere Felder ohne Dynamomechanismus.

Sawa und Fujimoto (1984) haben die Dynamogleichungen für Kreisfelder (Parker 1971) um die Erzeugung und Dissipation von spiralförmigen Magnetfeldern erweitert. Es ergeben sich periodische Feldrichtungswechsel in der Scheibe und Schlaufen in z-Richtung. Demnach kann ein bisymmetrisches Spiralfeld trotz differentieller Rotation zumindest lokal in der Scheibe gehalten werden.

Fujimoto und Tosa (1980) haben gezeigt, daß in einem bisymmetrischen Magnetfeld die hydromagnetische Bewegung des leitenden Scheibengases zu zwei Spiralkondensationen führt, die dazu beitragen können, Dichtewellen anzuregen oder zu erhalten.

In den meisten bisher untersuchten Spiralgalaxien ist ein spiralförmiges, den Armen folgendes Magnetfeld gefunden worden, in M51 und M81 (Sofue et al. 1980), M33 (Sofue und Takano 1981), NGC 6946 (Buczilowski 1981) und wahrscheinlich in der Milchstraße (Simard-Normandin und Kronberg 1980, Sofue und Fujimoto 1983) und in NGC 2903 (Sofue et al. 1985). Auch im Randbereich von M31 ist ein bisymmetrisches Magnetfeld nicht völlig auszuschließen (Beck 1982). Die nach außen hin offeneren Magnetfeldspiralen bei M33 und M51 legen eine Verbindung dieser Galaxien mit dem intergalaktischen Magnetfeld nahe (Sofue und Takano 1981).

Problematisch ist noch, ob nicht turbulente Gasbewegungen die primordialen Magnetfelder wieder auflösen (Ruzmaikin und Shukurov 1981). Parker (1983) gibt als Zerfallszeit $t \lesssim 3\ 10^{8}$ Jahre an.

Beachtenswert sind neue Ergebnisse des Feldes der Milchstraße (Vallée 1983 b, Vallée und Bignell 1983): während von oben gesehen das Feld des Sagittariusarmes gegen den Uhrzeigersinn weist, läuft es im Perseusarm ebenso wie im dazwischenliegenden Orionarm, einer lokalen Störung der großräumigen galaktischen Spiralstruktur, im Uhrzeigersinn.

Mit der fossilen Theorie sind das Erd- und Sonnenfeld nicht erklärbar, zumindest hier ist der Dynamomechanismus notwendig (Reinhardt 1974).

V 10.4 Nachweis von interstellaren Magnetfeldern

Magnetfelder verursachen elektromagnetische Strahlung und/oder ändern deren Polarisationszustand. Sie können über ihre Wirkungen nachgewiesen werden. In diesem Abschnitt soll auf vier Möglichkeiten eingegangen werden, Aussagen über Stärke und Richtung interstellarer Magnetfelder zu gewinnen. Methoden und Ergebnisse sind bei (Reinhardt 1974) und am Beispiel der Milchstraße bei (Heiles 1976, Verschuur 1979 und Hack 1982) ausführlich dargestellt.

Um eine Begriffsverwirrung zu vermeiden, sei die Grundgleichung eines magnetischen Feldes im internationalen Maßsystem (SI) aufgeführt. Im materieerfüllten Raum ist der Betrag der magnetischen Flußdichte B über die materialabhängige, dimensionslose Permeabilitätszahl μ_r und die magnetische Feldkonstante μ_o mit der magnetischen Feldstärke H verbunden :

$$B\,/T = (\mu_o/V\,s\,A^{-1}\,m^{-1})\;\;\mu_r\;\;(H/A\,m^{-1}) \qquad \text{Gl. (22).}$$

Im folgenden wird die magnetische Flußdichte (magnetische Induktion) angegeben. Ihre für galaktische Magnetfelder typische Einheit von 1 nT entspricht in cgs-Einheiten 10 μG .

V 10.4.1 Zeeman - Effekt

Die Messung des linearen Zeeman-Effekts ergibt direkt die Flußdichte der Magnetfeldkomponente $B_{||}$ parallel zur Sichtlinie. Die Zeeman-Aufspaltung der 21 cm-Linie des neutralen Wasserstoffs in zwei Komponenten mit entgegengesetzter Zirkularpolarisation ist linear von $B_{||}$ abhängig und beträgt $\Delta\nu/Hz = 28\;B_{||}/nT$. Sie wird als Differenz der Linienschwerpunkte beider Komponenten bestimmt (Reinhardt 1974, Verschuur 1979). Am günstigsten ist die Absorption in HI-Wolken vor einer starken Radiokontinuumsquelle. Der Zeeman-Effekt führt bei $B_{||}$ = 1 nT zu einem Abstand von nur 28 Hz und ist bei einer typischen Linienbreite von 30 kHz schwer meßbar (Heiles 1976). Der erste Nachweis der 21 cm-Linie in der Milchstraße gelang Verschuur (1968).

Diese Methode ist die einzige Magnetfeldmessung in einer begrenzten Region ohne Integration über die Sichtlinie. Für die kalten interstellaren HI-Wolken ergeben sich Werte von bis zu 5 nT. Falls sich die Flußdichte einer kugelförmig kontrahierenden Wolke bei eingefrorenem Fluß wie $B \sim \rho^{2/3}$ verhält, läßt sich über die Dichten ρ auch $B_{||}$ für das Zwischenwolkengas errechnen. Die Bestimmung des Zeeman-Effekts ist bereits für die Milchstraße meßtechnisch schwierig und zeitaufwendig, sodaß sie auf andere Galaxien in

absehbarer Zeit nicht anwendbar ist.

V 10.4.2 Sternlichtpolarisation

Fermi hat 1949 vermutet, daß die Turbulenz der Gaskomponente einer Galaxie ein Magnetfeld erzeugt. Es wird im gleichen Jahr von Hiltner über die Polarisation von Sternlicht im interstellaren Raum nachgewiesen.

Die grundsätzliche Erklärung haben Davis und Greenstein (1951) gegeben. Das Magnetfeld richtet längliche, paramagnetische Staubkörner des interstellaren Mediums mit ihrer großen Achse senkrecht zu den Feldlinien aus, sodaß sie um ihre kleine, parallel zum Feld liegende Achse drehen können. Die E-Vektoren des durchlaufenden Sternlichts werden parallel zur langen Kornachse geschwächt, die größte Extinktion tritt also auf, wenn $\vec{E}$ senkrecht zu den Magnetfeldlinien schwingt. Die beobachtete Polarisationsrichtung der auslaufenden Strahlung wäre demnach vorzugsweise parallel zum an den Himmel projizierten Magnetfeld.

Die Methode liefert die Orientierung der Magnetfeldkomponente $B_\perp$ senkrecht zur Sichtlinie in den einzelnen Staubwolken. Aus dem Mosaik kleinräumiger Informationen könnte man auf die Großstruktur des Magnetfeldes schließen. Die abgeleiteten Magnetfeldorientierungen der Milchstraße aus der Sternlichtpolarisation sind bei dieser Erklärung im Einklang mit der Bestimmung aus der Synchrotronstrahlung (V 10.4.4).

Untersuchungen der Sternlichtpolarisation gibt es bereits von einigen Galaxien (s. z.B. Schmidt 1976, Bingham et al. 1976, Scarrot et al. 1977, Elvius 1978). Die Deutung ist aber uneinheitlich (s. z.B. Scarrot et al. 1977). Auch wird angezweifelt, ob die Polarisationsrichtung wirklich parallel zum Magnetfeld verläuft (Heiles 1976). Es werden Modifizierungen und Alternativen zum Davis-Greenstein - Mechanismus diskutiert (Heiles 1976, Scarrot et al. 1977, Verschuur 1979). Insbesonders ist nicht auszuschließen, daß bereits die Streuung des Lichts an Staub ohne vorhandenes geordnetes Magnetfeld zu einer Polarisation mit der Vorzugsrichtung parallel zur Staubebene einer Galaxie führt (Jura 1982).

V 10.4.3 Faraday - Effekt

Synchrotronstrahlung ist senkrecht zum Magnetfeld linear polarisiert. Die Polarisationsrichtung wird in einem magneto-ionischen Medium gedreht (Faraday-Effekt, s. V 9.1). Aus der Messung bei mindestens drei Radiofrequenzen läßt sich die eindeutige Verteilung des Rotationsmaßes über

die Galaxie bestimmen (s. V 9.). Sie ist ein Maß für die Flußdichte des Magnetfeldes entlang der Sichtlinie $B_{||}$, gewichtet mit der thermischen Elektronendichte N_e zwischen Quelle und Beobachter.
Das interne Rotationsmaß RM_o in der Galaxie liefert eine Abschätzung der Flußdichte des verursachenden gleichförmigen Magnetfeldes B_u . Das Vorzeichen von RM_o zeigt die Richtung des Magnetfeldes für jeden Datenpunkt an.

V 10.4.4 Synchrotronstrahlung

Aus dem Polarisationsgrad der Synchrotronstrahlung folgen der Ausrichtungsgrad des Feldes und die Verhältnisse B_u/B_t und B_u/B_r . Bei Kenntnis von B_u ergeben sich damit die Flußdichten des Gesamtfeldes B_t und des ungeordneten Feldes B_r. Aus der nichtthermischen Leuchtkraft läßt sich die zugrundeliegende gesamte magnetische Flußdichte B_t abschätzen.

Mit der Rotationsmaßverteilung können die bei einer beliebigen Wellenlänge λ gemessenen Polarisationswinkel $\psi_i(\lambda)$ gegen den Faraday-Effekt zu den internen Polarisationswinkeln $\psi_o(\lambda=0)$ der Synchrotronstrahlung korrigiert werden. Aus ihnen folgt die auf den Himmel projizierte Magnetfeldorientierung $B_\perp$. Bei ausreichend großen Gebieten nachweisbarer Linearpolarisation läßt sich ein nahezu kontinuierliches Bild der Magnetfeldstruktur gewinnen.

Die Untersuchung von Synchrotronstrahlung und Faraday-Effekt ermöglicht also die Bestimmung der Beträge B_u, B_r, B_t sowie der Struktur und der Richtungswechsel des Magnetfeldes. Dieser Weg soll in den folgenden Abschnitten für M33 beschrieben werden.

V 10.5 Das Magnetfeld von M33

V 10.5.1 Gleichförmigkeit

Der meßbare lineare Polarisationsgrad der Synchrotronstrahlung hängt neben den bereits diskutierten Depolarisationseffekten (thermischer Anteil, ungeordnetes Magnetfeld, Faradaydepolarisation, Keulenmittelung, s. V 8.3) auch von der Inklination der Galaxie ab. Segalovitz et al. (1976) geben eine Gleichung an, die eine Abschätzung des Ausrichtungsgrades $f(\alpha_{nt}, i, P_{nt})$ des Feldes aus dem nichtthermischen Polarisationsgrad ermöglicht. f ist hier der Anteil der Volumenelemente mit ausgerichtetem Feld B_u und bezieht sich auf die auflösbare Fläche in der Galaxienebene. Es wird angenommen, daß die Komponenten B_u und B_r gleichartige Verteilungen der Dichten relativistischer Elektronen und der Magnetfeldstärken haben. Die abgeleiteten nichtthermischen Polarisationsgrade $\bar{P}_{nt}$ aus Tabelle 14 sind für $\alpha_{nt} = 1.0$ und eine Inklination von $i = 55^{\circ}$ in B_u/B_t umgerechnet und in Tabelle 16 aufgeführt. Die Ergebnisse weichen nur um 3 % vom einfachen Ansatz der Gleichung (12) ab, der mit den beiden M33-Parametern eine gute Näherung für das B_u/B_t - Verhältnis ist. Die Ausrichtungsgrade f berücksichtigen nicht die Faradaydepolarisation in der Keule und sind damit untere Grenzen. Bei 2.8 cm und 6.3 cm sind jedoch nur geringe Depolarisationseffekte zu erwarten (s. V 8.3). Mit dem Ausrichtungsgrad f läßt sich das Verhältnis der Magnetflußdichten von gleichförmigem zu gesamtem Feld angeben (Beck 1982) :

$$B_u / B_t = f^{1/(\alpha_{nt}+1)} \qquad \text{Gl.(23)} .$$

Da die Gesamtenergie des Magnetfeldes die Summe der Energien beider Komponenten ist, gilt

$$B_t^2 = B_u^2 + B_r^2 \qquad \text{Gl.(24a).}$$

Damit läßt sich aus dem B_u/B_t - Verhältnis auch das B_u/B_r - Verhältnis errechnen:

$$B_u / B_r = \left((B_u/B_t)^{-2} - 1 \right)^{-0.5} \qquad \text{Gl.(24b).}$$

Die Ergebnisse der Gleichförmigkeitsuntersuchung bei den drei behandelten Wellenlängen sind in Tabelle 16 zusammengefaßt. Die 2.8 cm-Polarisation ist in der auf 2'42 verschmierten Version verwendet worden. Alle Angaben beziehen

sich auf die mittleren Polarisationsgrade für die Gesamtgalaxie.
Bei 6.3 cm beträgt der lineare Polarisationsgrad der Gesamtstrahlung im ausgedehnt polarisierten Nordwest-Quadranten (Abbildung 13) $\bar{P}$ = 16 (±6) % und in der Südhälfte $\bar{P}$ = 4 (±3) % (s. III 6.). Bei einem mittleren thermischen Anteil (Tabelle 12) von f_{th} = 29 (±16) % sind die charakteristischen Parameter für die Gleichförmigkeit des Feldes auch für diese beiden Regionen berechnet und in Tabelle 16 angefügt.

Tabelle 16 : Gleichförmigkeit des Magnetfeldes

	λ/cm	$\bar{P}_{nt}$ /%	f	B_u/B_t	B_u/B_r	AE/kpc
M33	17.4	8.4 (± 1.2)	>0.11 (±0.02)	>0.33 (±0.03)	>0.35 (±0.04)	1.6x2.8
M33	6.3	11.1 (± 5.1)	>0.15 (±0.07)	>0.39 (±0.10)	>0.42 (±0.13)	0.5x0.9
M33	2.8	12.9 (±10.5)	≥0.17 (±0.14)	≥0.41 (±0.20)	≥0.45 (±0.28)	0.5x0.9
NW	6.3	22.5 (±15.0)	>0.30 (±0.20)	>0.55 (±0.20)	>0.65 (±0.38)	0.5x0.9
SH	6.3	5.6 (± 5.2)	>0.08 (±0.07)	>0.27 (±0.14)	>0.28 (±0.16)	0.5x0.9

Der Anteil von Volumeneinheiten mit der Großstrukturausrichtung ist also im Nordwesten mit f = 30 % bezogen auf das Auslösungselement AE viermal so hoch wie in der Südhälfte.

V 10.5.2 Magnetische Flußdichten

Nach den Verhältnissen der Flußdichten beider Komponenten sollen nun ihre Absolutwerte abgeschätzt werden.
Das interne Rotationsmaß RM_o einer galaktischen Scheibe ist definiert als das Integral in z-Richtung (senkrecht zur Scheibe) über das Produkt aus der Magnetflußdichte des gleichförmigen Feldes B_u und der Dichte N_e der thermischen Elektronen (Sofue et al. 1980):

$$RM_o\ /\mathrm{rad\ m^{-2}} = 8.1 \int_0^\infty (N_e(z)/\mathrm{cm^{-3}})\ (B_u(z)/\mathrm{nT}) \qquad \text{Gl.(25)} .$$

z ist die Höhe über der Äquatorebene der Galaxie.
Der in Abschnitt V 9.2 für M33 abgeleitete Wert RM_o = 12.5 (±3.4) rad/m^2 ist deutlich geringer als bei anderen Spiralgalaxien. M31 hat 20 rad/m^2 (Beck 1982), M51 60 rad/m^2 und M81 37 rad/m^2 (Sofue et al. 1980).
Fallen das Magnetfeld $B_u(z) = B_u(0) \exp(-(z/n_m)^2)$ und die Elektronendichte

$N_e(z) = N_e(0) \exp(-(z/h_e)^2)$ mit z gaußförmig ab und sind beide Verteilungen gekoppelt ($h_e = h_m$), so wird

$$B_u(0)\ /nT = 0.197\ (RM_o/\mathrm{rad\ m^{-2}})\ /\ (\ (h_e/pc)\ \ (N_e(0)/\mathrm{cm^{-3}})\ )\qquad \text{Gl.(26)}\ .$$

Taylor und Manchester (1977) geben die mittlere thermische Elektronendichte der Galaxis mit $N_e(0) = 0.03\ (\pm 0.01)\ \mathrm{cm^{-3}}$ an und schätzen h_e bei exponentiellem Abfall mit etwa 1000 pc ab. Thomson und Nelson (1980) interpretieren Pulsarrotationsmaße der Milchstraße durch ein gaußförmig verteiltes, gleichförmiges Magnetfeld mit nur $h_m = 75\ (\pm 40)$ pc . Sofue und Fujimoto (1983) geben als an Rotationsmaße extragalaktischer Quellen bestangepaßte Werte $h_e = h_m = 500$ pc an, die hier übernommen werden. Damit fallen die gaußförmigen Verteilungen der Anzahldichte thermischer Elektronen und des Magnetfeldes bei einer Scheibendicke von 2z = 830 pc auf den halben Wert ab.

Mit diesen Werten ist die magnetische Flußdichte des gleichförmigen Feldes B_u in der Ebene (z=0)

$$B_u\ (0) = 0.16\ (\pm 0.07)\ \mathrm{nT}\ .$$

Aus den Flußdichteverhältnissen der Tabelle 16 lassen sich damit die Absolutwerte des Gesamtfeldes B_t und des ungeordneten Feldes B_r angeben :

$$B_t = 0.40\ (\pm 0.20)\ \mathrm{nT}\ ,$$

$$B_r = 0.37\ (\pm 0.20)\ \mathrm{nT}\ .$$

Da die internen Rotationsmaße RM_o und die Flußdichteverhältnisse ausreichend genau bestimmbar sind, reduziert sich die Unsicherheit dieser Methode auf die Annahmen für $N_e(0)$ und h_e .

In der Scheibe selber ist zum Zentrum hin ein Ansteigen von N_e , dem Magnetfeld und den Rotationsmaßen zu erwarten (Beck 1979, Sofue und Fujimoto 1983).

Als Kontrolle soll die magnetische Flußdichte auch aus der nichtthermischen Strahlung $S_{nt}(\nu)$ abgeschätzt werden. Die gesamte integrierte nichtthermische Leuchtkraft ist

$$L_{nt} = 4\pi\, d^2 \int_{\nu_1}^{\nu_2} S_{nt}(\nu)\, d\nu \qquad \text{Gl.(27)} .$$

Aus den Ergebnissen der Tabelle 12 läßt sich die nichtthermische Flußdichte für $\alpha_{nt} = 1.0$ als $S_{nt}/W\,m^{-2}\,Hz^{-1} \cong 3.8\,(\pm 0.4)\,10^{-17}\,(\nu/Hz)^{-1}$ annähern. Eine Integration von Gleichung (27) über das gesamte Radiospektrum von $\nu_1 = 10^7$ Hz bis $\nu_2 = 10^{11}$ Hz ergibt für eine Entfernung von d = 720 ($\pm$70) kpc als Radioleuchtkraft

$$L_{nt} = 2.2\,(\pm 0.3)\,10^{30}\ W .$$

Diese Radioleuchtkraft läßt sich aus verschiedenen Kombinationen der Anteile des Flusses relativistischer Elektronen und der magnetischen Feldstärke erzeugen. Aus der Einschränkung einer dafür nötigen minimalen Gesamtenergie der Synchrotronquelle kann die magnetische Flußdichte $B_{t,min}$ abgeschätzt werden. Diese Bedingung ist nahezu identisch mit dem Energiegleichgewicht zwischen allen relativistischen Teilchen und dem Magnetfeld (s. Longair 1981). Für den idealisierten Fall eines räumlich begrenzten magneto-ionischen Systems relativistischer Teilchen im konstanten Magnetfeld läßt sich dann von (Pacholczyk 1970) ausgehend die magnetische Flußdichte einer galaktischen Scheibe angeben als

$$B_{t,min}/nT = 6.35\ 10^{-12}\,(c_{12}(1+k)Ff^{-1}\,(r/kpc)^{-2}(2z/kpc)^{-1}\,(L_{nt}/W))^{2/7} \qquad \text{Gl.(28)}.$$

Der Füllfaktor Ff der Strahlung wird gleich 1 gesetzt, d.h. Magnetfeld und relativistische Elektronen erstrecken sich über das gesamte Scheibenvolumen. Das Energieverhältnis k von schweren Teilchen zu Elektronen wird, wie in der kosmischen Strahlung der oberen Erdatmosphäre (Longair 1981), gleich 100 angenommen. Beide Werte sind unsicher, haben aber nur einen geringen Einfluß auf $B_{t,min}$. Bei $\alpha_{nt} = 1.0$ und einer Leuchtkraftintegration von 10^7 Hz bis 10^{11} Hz beträgt die Konstante $c_{12} = 7.1\ 10^7$ (Pacholczyk 1970). Für die emittierende Scheibe wird nach dem Radialprofil für die Gesamtintensität bei 17.4 cm (Abbildung 26) als Radius r = 10.5 ($\pm$2.0) kpc angenommen, als Breite 2z = 1.5 ($\pm$0.5) kpc (Berkhuijsen 1984). Damit erhalten wir als Abschätzung

$$B_{t,min} = 0.45\,(\pm 0.11)\ nT .$$

Der Wert stimmt gut mit der gesamten Magnetflußdichte aus dem internen Rotationsmaß überein.

V 10.5.3 Magnetfeldstruktur

Die Untersuchung der Rotationsmaße in Abschnitt V 9.2 legt nahe, daß die $B_{||}$ -Komponente des Magnetfeldes doppelperiodisch mit der Azimutrichtung wechselt. Rotationsmaßmaxima bei $\theta_o = 156^o$ und 336^o und Minima bei 66^o und 246^o bedeuten, daß mit Gleichung (20) das an den Himmel projizierte Feld bei $\theta = 166^o$ und 346^o definitionsgemäß auf den irdischen Beobachter und bei 53^o und 233^o von ihm weg gerichtet ist. Dieses Verhalten ist mit Faradaydrehung durch thermische Elektronen im zur Rotationsachse bisymmetrischen Feld (s. V 10.3) beschreibbar. Bei einer kreisförmigen Magnetfeldstruktur wären dagegen nur zwei Richtungswechsel zu erwarten (s. Buczilowski 1981). Mit der Richtung maximaler Flußdichte bei $\theta = 110^o$ läßt sich nach (Sofue et al. 1980) ein auf die Himmelsebene projiziertes bisymmetrisches Magnetfeldmodell konstruieren (Abbildung 32). Die Projektion des Öffnungswinkels ε kann azimutal durch die Neigung $i \pm 12^o$ um $\varepsilon = -31^o$ schwanken. Die Feldlinien laufen an einer Hälfte der Galaxienscheibe hinein und an der entgegengesetzten hinaus. Durch den Wechsel von zwei Richtungen maximaler Flußdichte und zwei neutralen Linien mit Feldrichtungsumkehr entsteht eine azimutale Variation der Magnetflußdichte. Die Auswirkung unterschiedlicher Magnetfeldstärken in den Quadranten auf die nichtthermische Strahlung ist bei der schlechten Auflösung der Abbildung 25 kaum zu erkennen, wird jedoch in der besser aufgelösten Verteilung in (Berkhuijsen 1983) deutlich. Dort sind die Maxima im Nordwest- und im Südostquadranten, wie aus dem Modell zu erwarten ist. Da in der Rotationsmaßuntersuchung (V 9.2) keine Feldumkehr auf Skalen größer als 2 kpc feststellbar ist, erfolgen die in Abbildung 32 dargestellten schnellen Richtungswechsel im inneren Bereich $\lesssim 2$ kpc von M33, während die Meßwerte der Rotationsmaßverteilung vorwiegend in die hier nicht weitergezeichneten Außenbereiche auseinanderlaufender Feldlinien mit radial konstant bleibender Feldrichtung fallen.

Aus der Rotationsmaßverteilung in Abschnitt V 9.2 lassen sich im Prinzip die internen Polarisationsrichtungen von Faradayrotation betroffener Messungen ableiten. Da aber nicht für alle 6.3 cm - Datenpunkte ein hinreichend genaues Rotationsmaß angegeben werden kann und die Effekte für 6.3 cm gering sind, wird im folgenden die interne Rotation ($RM_o = \pm 12.5$ rad/m^2 bewirken nur $\pm 3^o$ Drehung) vernachlässigt und nur die Vordergrundsrotation ($RM_{Vg} = -55$ rad/m^2 $= -13^o$) korrigiert. Das an den Himmel projizierte Magnetfeld der Galaxie

verläuft senkrecht zu diesen tatsächlichen Polarisationsrichtungen ψ_o :

$$\psi_{B\perp} = \psi_o + 90^o \qquad \text{Gl.(29)} .$$

Bei konstanten magneto-ionischen Eigenschaften auf der Sichtlinie innerhalb der Keule ist das die Vektorsumme aller $\psi_{B\perp}$ (Spoelstra 1984).
Das bei 6.3 cm abgeleitete Magnetfeld hat mit 510 pc x 880 pc die höchste bisher mit dem Effelsberger Teleskop für eine Spiralgalaxie erreichte räumliche Auflösung.
Die Abbildung 33 zeigt die Überlagerung der Magnetfeldorientierungen auf eine optische Aufnahme des Lick-Observatoriums. Die Vektorlänge entspricht der polarisierten Intensität. Das Magnetfeld ist parallel zur Spiralstruktur in und auch zwischen den Armen. Es handelt sich also nicht um ein nur in den Spiralarmen komprimiertes zufällig ausgerichtetes Feld. Die stärkste Polarisation tritt in den Zwischenarmbereichen zwischen IN und IIN (vgl. Abbildung 1) nördlich von NGC 604 und zwischen den Armen IIIN bis VN auf. Das Zentrum zeigt kaum nachweisbare Polarisation. Das Magnetfeld bleibt bis in die Außenbereiche der Galaxie (r $\cong$ 6 kpc) parallel zu den Spiralarmen, besonders um
$\alpha_{50} = 1^h\ 32^m.0$, $\delta_{50} = 30^o\ 34'$ und
$\alpha_{50} = 1^h\ 31^m.8$, $\delta_{50} = 30^o\ 48'$ bei den Nordarmen sowie um
$\alpha_{50} = 1^h\ 29^m.6$, $\delta_{50} = 30^o\ 22'$ bei den Südarmen,
was eine offene Struktur in den intergalaktischen Raum hinein nahelegt.
Ein Vergleich der abgeleiteten Magnetfeldorientierung (Abbildung 33) mit dem Modell (Abbildung 32) aus der Rotationsmaßbestimmung zeigt gute Übereinstimmung in der Struktur. Nach den Messungen der Feldorientierung müßte die Modellspirale in Abbildung 32 allerdings für eine bessere Anpassung um etwa 35^o gegen den Uhrzeigersinn gedreht werden, wodurch sich die Richtung maximaler magnetischer Flußdichte aus V 9.2 auf $\Theta = 145^o$ gegenüber der südlichen Hauptachse erhöht. Die unterschiedliche Polarisation in den Quadranten und das unpolarisierte Zentrum werden durch Richtungsänderungen des Feldes innerhalb der Keule verständlich, die zu Depolarisation führen.
Es bleibt der Unterschied meßbarer Polarisation von Nord- und Südhälfte, der erst in Abschnitt V 12. über die Asymmetrien in M33 zufriedenstellend erklärt werden kann.

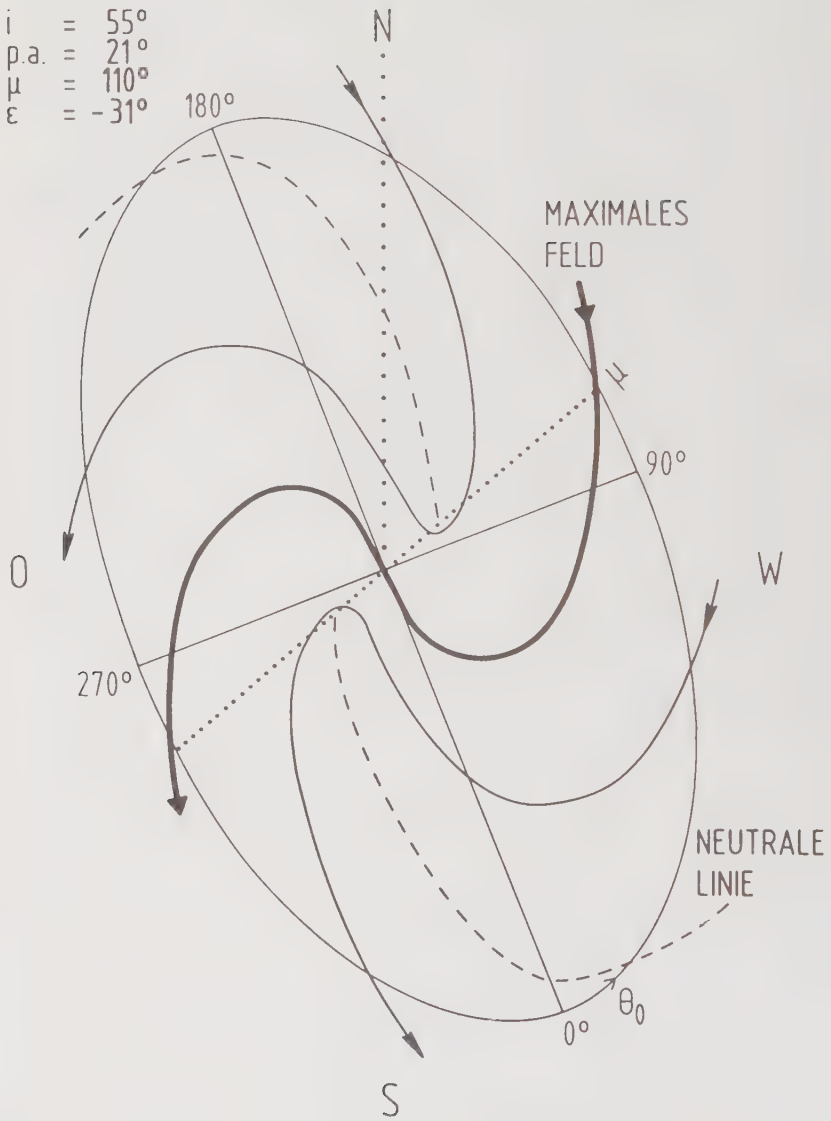


Abbildung 32 : Modell eines auf den Himmel projizierten offenen, spiralförmigen bisymmetrischen Magnetfeldes für M33 .

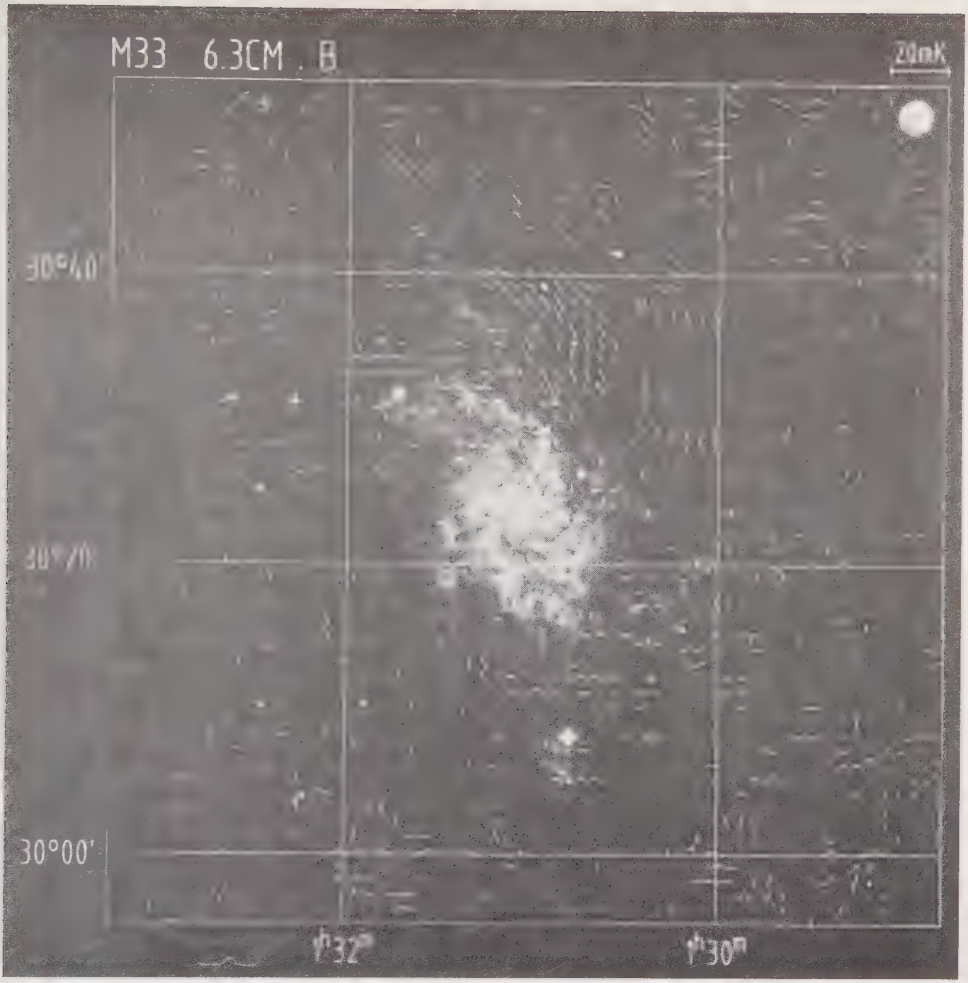


Abbildung 33 : Magnetfeldorientierung in M33 bei 6.3 cm in Meßpunkten über I_p = 1.1 mJy/Keule auf optischer Aufnahme der Lick-Sternwarte. Die Vektorlänge ist proportional zur polarisierten Intensität und anhand des Eichbalkens (20 mK T_b = 7.8 mJy/Keule) umrechenbar.

V 10.6 Vergleich mit anderen Spiralgalaxien

In diesem Abschnitt sollen die abgeleiteten Eigenschaften des Magnetfeldes von M33 in die Reihe der Ergebnisse bei anderen Objekten eingeordnet werden. In Tabelle 17 sind dazu die wichtigsten vorliegenden Polarisationsmessungen an neun normalen und zwei schwach aktiven (NGC 253, NGC 4258) nahen Spiralgalaxien aufgeführt. In den Spalten angegeben sind

2) die von den angegebenen Autoren verwendete Entfernung d in Mpc,

3) der Galaxientyp mit der Leuchtkraftklasse (LKK) nach de Vaucouleurs et al. (1976),

4) die absolute Helligkeit M_B , im allgemeinen nach Sandage und Tammann (1981) in ihrer Entfernungsskala, bei IC 342 nach Kraan-Korteweg und Tammann (1979) und bei der Milchstraße de Vaucouleurs (1983) ,

5) die Wellenlänge der Radiomessung,

6) die daraus bestimmten auf die angegebene Entfernung d und Inklination i bezogenen linearen Auflösungselemente AE für Haupt- x Nebenachse,

7) die (bis auf M33) aus der Energieäquipartition bestimmte gesamte magnetische Flußdichte B_t ,

8) die Gleichförmigkeit des Magnetfeldes B_u/B_r im Auflösungselement,

9) der nichtthermische Polarisationsgrad $\bar{P}_{nt}$ der jeweiligen Wellenlänge,

10) der thermische Anteil f_{th} bei der Wellenlänge,

11) das Radienverhältnis DR von optischem Spiralbild zu starrer Rotation nach Kormendy und Norman (1979) und Vallée (1984b) als entfernungsunabhängiges Maß differentieller Rotation,

12) die angenommene Magnetfeldstruktur (BS = offene bisymmetrische Spirale, Ring = geschlossene Feldlinien),

13) der vermutliche Erzeugungsmechanismus der Spiralarmstruktur nach Elmegreen und Elmegreen (1982), die die Spiralarme nach Symmetrie und Kontinuität klassifizieren: 1-4 sind flockige Galaxien und damit SSPSF-Kandidaten, 5-12 zeigen Großstruktur mit Zweiarmsymmetrie, wobei 10-12 die Dichtewellenkandidaten und 5-9 die Übergangsfälle sind. Für M31 und NGC 253 sind die Einschätzungen der angegebenen Autoren vermerkt (DW = Dichtewelle, SSPSF bzw. SSP. = stochastische selbstfortschreitende Sternentstehung),

14) der Literaturhinweis für die Angaben zur Radiomessung (Spalten 2, 5, 6, 7, 8, 9, 10 und 12).

Wegen der teilweise um den Faktor zwei unsicheren Entfernungen d und der geringen Datenzahl ist es schwierig, Zusammenhänge zwischen den Größen

aufzuzeigen. An den Mittelwerten von Galaxienuntergruppen lassen sich aber Tendenzen aufzeigen.

V 10.6.1 Magnetische Flußdichte

Der Mittelwert der magnetischen Flußdichten der bisher untersuchten neun Spiralgalaxien beträgt $\bar{B}_t = 0.7\ (\pm 0.4)$ nT . M33 zählt mit $B_t = 0.4\ (\pm 0.2)$ nT also zu den Galaxien mit schwächerem Feld. Tabelle 18 zeigt die Abhängigkeit der gesamten magnetischen Flußdichte von der Leuchtkraftklasse, der morphologischen Stufe und der differentiellen Rotation. Die Anzahl der gemittelten Objekte pro Untergruppe ist jeweils vermerkt. Wie bereits von Beck (1983a) angedeutet, fällt B_t merklich mit höherer Leuchtkraftklasse, also schlechter ausgeprägten Armen. Der Zusammenhang ist im Dichtewellenbild durch unterschiedliche Kompression verständlich.

Weiterhin scheint die Flußdichte des gesamten Magnetfeldes im allgemeinen von Galaxien frühen zu späten Typs anzusteigen. Auch Hummels (1981) Feststellung, daß die Radiokontinuumsstrahlung der Scheibenkomponente bei 21 cm von frühen zu Sc-Galaxien zunimmt, dann aber wieder schwächer wird, könnte auf B_t (und bei Äquipartition auch ansteigender Dichte relativistischer Elektronen) zurückzuführen sein: die stärksten Felder haben mit $\bar{B}_t \cong 1.4$ nT eine Sc- und eine Scd-Galaxie, während die drei weiteren Scd-Galaxien nur $\bar{B}_t \cong 0.7$ nT haben.

Klein et al. (1984) vermuten, daß bei großer Massendichte (NGC 253, NGC 6946, M51) auch hohe Magnetflußdichten möglich sind. Die starke Gravitation verhindert demnach galaktische Winde, sodaß die Galaxie starke Magnetfelder halten kann.

Die magnetischen Flußdichten der Galaxien können zu einem Test der Dynamotheorie verwendet werden. Die Aufrechterhaltung von Magnetfeldern durch einen galaktischen $\alpha\omega$-Dynamo setzt als entscheidende Größe nämlich differentielle Rotation voraus (V 10.2). Bei den sehr unterschiedlichen Verläufen der Rotationskurven der Galaxien ist es schwierig, als Maß differentieller Rotation selbst relative Zahlenwerte anzugeben. Eine Definition als Verhältnis des die Entfernung normierenden Holmbergradius r_H zum Radius maximaler Rotationsgeschwindigkeit $r_{v,max}$ ist ungünstig. Dieses Kriterium führt bei Rotationskurven mit kleinem Bereich starrer Rotation ($v = r\,\omega$), aber leichtem weiteren Anstieg nach dem Abflachen (z.B. M31 und NGC 4258) zur Unterschätzung der bis dahin schon vorhandenen differentiellen

Rotation. Hier werden deshalb die Zahlenwerte von Kormendy und Norman (1979) und Vallée (1984b) übernommen. Sie nehmen die Radienverhältnisse zwischen entfernungsnormierender sichtbarer Spiralstruktur und dem Wendepunkt der Rotationskurve vom Anstieg zu nahezu konstanter Geschwindigkeit v . Es wird also der Spiralbildradius zum maximalen Zentrumsabstand nahezu starrer Rotation in Beziehung gesetzt. Mit diesem Faktor DR ist zumindest eine Eingruppierung der Galaxien nach der Bedeutung ihrer differentiellen Rotation für das zentrale Gebiet der Spiralarme möglich, die für unsere Fragestellung ausreichen muß. Eher starr rotierende Galaxien (DR $\lesssim$ 1.2) sind demnach NGC 6946, M101, M33 und IC 342, vorwiegend differentiell rotierende die Milchstraße, M51, NGC 253, M31 und M81. In Abbildung 34 sind die ermittelten magnetischen Flußdichten B_t mit ihren in Tabelle 17 ausgesparten Fehlern in Abhängigkeit von dem Maß differentieller Rotation DR aufgetragen. Die Feldstärke steigt im allgemeinen von den eher starr rotierenden Galaxien M101, M33 und IC 342 über M81 und M31 zu den stark differentiell drehenden NGC 253 und M51 an. Die Galaxie mit dem stärksten Feld, NGC 6946, rotiert aber eher starr. Trotz der extremen Eingruppierung von NGC 6946 dreht sich die Materie außerhalb der deutlichen Spiralstruktur differentiell (s. Rogstad et al. 1973). Ausgerechnet die Galaxie mit dem schwächsten Feld, die Milchstraße, rotiert sehr stark differentiell.

Auch die Mittelwertbildung der beiden oben definierten Gruppen (Tabelle 18) führt zu keinem signifikanten Unterschied. Es ist also mit dem vorliegenden Datenmaterial nicht möglich, den von der Dynamotheorie vorausgesagten Anstieg der gesamten Magnetfeldstärken mit zunehmender differentieller Rotation nachzuweisen. Bei Spiralgalaxien mit DR $\cong$ 1 ist der $\alpha\omega$-Dynamo innerhalb der Spiralstruktur nicht effektiv, Turbulenzen können über den α^2-Dynamo nur sehr schwache azimutale Magnetfelder erzeugen. Helle Radioarme bei starr rotierenden Galaxien deuten also auf primordiale Magnetfelder.

Tabelle 18 : Magnetische Flußdichten von Spiralgalaxien

Galaxien-Untergruppe	$\bar{B}_t$ /nT	Anzahl
Leuchtkraftklasse I	0.9 (+0.5)	3
Leuchtkraftklasse I-II	0.5 (∓0.2)	3
Leuchtkraftklasse II, II-III	0.4	2
Sab, Sb, Sbc	0.5 (+0.2)	4
Sc, Scd	0.8 (∓0.5)	5
starre Rotation (DR ≲ 1.2)	0.7 (+0.5)	4
differentielle Rotation (DR ≳ 1.6)	0.7 (∓0.4)	5

V 10.6.2 Gleichförmigkeit

Die Angaben zur Gleichförmigkeit B_u / B_r der Magnetfelder in Tabelle 17 beziehen sich auf die durch die Teleskopkeule bei der Meßfrequenz möglichen linearen Auflösungselemente in der Galaxienebene. Da sich die magneto-ionischen Eigenschaften des interstellaren Mediums der Milchstraße auf typischen Größen von nur 40 (±30) pc ändern (Spoelstra 1984), sollte die feststellbare Gleichförmigkeit der anderen Galaxien mit besserer Auflösung ansteigen. Die M33-Daten zeigen, daß trotz eines Meßflächenverhältnisses von 10 der Ausrichtungsgrad von 17.4 cm auf 6.3 cm nur unwesentlich zunimmt. Bei M31, NGC 253, IC 342, M81, NGC 6946 und M51 sind Auflösungselemente um 3 kpc x 3 kpc möglich, wobei das B_u/B_r - Verhältnis etwa 0.5 beträgt. Die 6.3 cm-Messung von M33 hat mit 0.5 kpc x 0.9 kpc das höchstaufgelöste Feld, aber nur B_u/B_r = 0.42 (±0.13). Die - gemessen an den anderen Spiralgalaxien - geringe Ordnung des Magnetfeldes ist also kennzeichnend für M33.

Beck (1983a,b) hat bereits auf ein Ansteigen der Gleichförmigkeit mit der optischen Leuchtkraft und der differentiellen Rotation hingewiesen. Klein et al. (1984) bemerken, daß die Dichtewellenkandidaten (M31, M51, M81) überdurchschnittlich geordnete Felder haben.

V 10.6.3 Feldstruktur

Von den acht untersuchten Galaxien zeigen nach den bisherigen Veröffentlichungen sechs eher eine offene Konfiguration und zwei eher eine geschlossene. Eine sichere Klassifikation ist nur über die internen Rotationsmaße aus dem Faraday-Effekt möglich, die Messungen bei mindestens drei Wellenlängen erfordern. Dies ist zur Zeit nur für M33 der Fall. Als Ergänzung zu den Effelsberg- und Westerborkmessungen in Tabelle 17 müssen für

die anderen Galaxien die Ergebnisse der hochauflösenden VLA-Messungen bei 6 cm und 21 cm abgewartet werden.

Das Magnetfeld von M33 ist innerhalb der meßbaren Scheibe nicht geschlossen, möglicherweise also offen in den intergalaktischen Raum. Da dieses Ergebnis auch bei fünf weiteren Galaxien wahrscheinlich (M51, M81, NGC 6946) oder zumindest möglich (NGC 2903, Milchstraße) ist, deuten sich weitreichende Folgen für unser Verständnis von Galaxien an. Spiralgalaxien scheinen im intergalaktischen Raum keine isolierten, sondern über das intergalaktische Magnetfeld verbundene Systeme zu sein. Die beobachteten intergalaktischen Brücken im Umfeld der Galaxien könnten darauf hinweisen (Piddington 1972). Zwischen M51 und der Nachbargalaxie NGC 5195 ist das Magnetfeld parallel zur Verbindungslinie (s. Sofue et al. 1980). Auch zwischen den Magellanschen Wolken gibt es eine Materiebrücke mit parallelem Magnetfeld (Schmidt 1976).

Tabelle 17 : Parametervergleich von Spiralgalaxien

Galaxie	d /Mpc	Typ+LKK	M_B /mag	λ /cm	AE /kpc	B_t /nT	B_u/B_r	$\bar{P}_{nt}$ /%	f_{th} /%	DR	B-Feld-strukt.	Spiral-strukt.	Referenz der Radiomessung
Milchstr.	0	Sbc II	-20.20			0.35				30	BS? Ring?		Sofue&Fujim. 1983 Vallée 1984a,b Spoelstra 1984
				21.3			0.6						
M31	0.69	Sb I-II	-21.61	11.1 11.1	0.9x4.2	0.44	0.9	19	30	2.2	Ring	DW	Beck et al. 1980 Beck 1982
M33	0.72 0.72	Scd II-III	-19.07	17.4 11.1	1.6x2.8 0.9x1.6	0.4 0.3	0.35 0.4	8 13	12 40	1.1		5	Buczilowski 1985 Beck 1979, 1983a
	0.72 0.72			6.3 2.8	0.5x0.9 0.5x0.9	0.4	0.42 0.45	11 13	29 48		BS		Buczilowski 1985 Buczilowski 1985
NGC 253	2.5	Sc	-20.72	2.8	1.0x4.9	1.3	0.33	8	20	6.7		DW+SSP.	Klein et al. 1983
IC 342	3.1	Scd I-II	-20.74	6.3 6.3 6.3	2.2x2.4 2.2x2.4	0.4	0.5	20	23	1.2	Ring?	9	Beck 1983a Gräve 1984 Sofue et al. 1985
M81	3.2 3.2	Sab I-II	-20.75	21.2 6.3	2.0x3.6 2.3x4.5	0.3 0.75	0.44	14		1.6	BS BS?	12	Sofue et al. 1980 Beck et al. 1985
M101	5.2	Scd I	-21.51	6.3	3.7x3.9	<0.55			36	0.9		9	Gräve 1984
NGC 4258	6.6	Sbc	-22.05	6.3	4.7x15.2			6	<15	9.6			Krause et al. 1984
NGC 6946	7.0	Scd I	-20.30	2.8	3.1x3.6	1.5	0.31	10	19	0.8	BS	9	Klein et al. 1982
NGC 2903	7.5	Sbc I-II	-20.96	6.3	5.2x9.4					~2.8	BS?	7	Sofue et al. 1985
M51	9.7 9.7 9.7	Sbc I	-21.60	6.0 6.0 2.0	3.2x3.6 3.2x3.6 2.5x3.0	0.5 1.1	0.6	23	10 28	8.8	BS	11	Sofue et al. 1980 Beck 1982 Klein et al. 1984

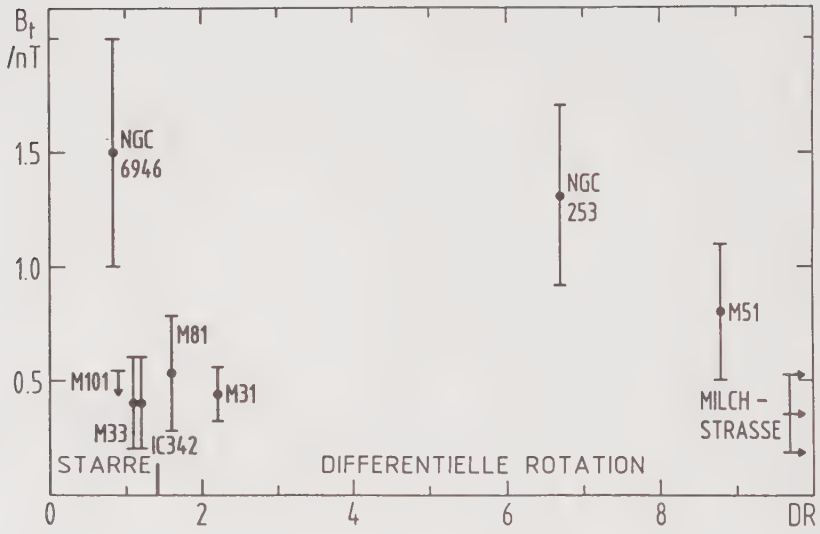


Abbildung 34 : Gesamte magnetische Flußdichte B_t von Spiralgalaxien in Abhängigkeit vom Radienverhältnis DR von Spiralstruktur zu starrer Rotation als Maß differentieller Rotation. Die Referenzen für B_t sind aus Tabelle 17 ersichtlich.

V 11. ENTSTEHUNG DER SPIRALSTRUKTUR

V 11.1 Dichtewellentheorie

V 11.1.1 Allgemeines

61 % der extragalaktischen Sternsysteme mit scheinbaren Gesamthelligkeiten $m_{pg} < 12^m.7$ zeigen Spiralarme (de Vaucouleurs 1963). Da diese Galaxien meist differentiell rotieren, wobei die Winkelgeschwindigkeit $\omega(r)$ radial nach außen hin abnimmt, würde ein Spiralarm bei fester Anordnung von Sternen und interstellaren Wolken nach wenigen Umdrehungen (einigen 10^8 Jahren) aufgewickelt (Scheffler und Elsässer 1982). Es ist also naheliegend, Spiralarme als längerlebige wellenartige Störungen veränderlicher Zusammensetzung aufzufassen.

Davon ausgehend hat die Dichtewellentheorie seit der ersten Veröffentlichung von Lin und Shu (1964) weite Zustimmung gefunden. Sie faßt Spiralstruktur als globale und gleichbleibende Eigenschaft der Galaxie auf. Die lineare Theorie (s. z.B. Wielen 1971) geht nur von gravitativen Vorgängen aus. Erhöhte Massendichte stört wellenförmig das Gravitationspotential, das wiederum die Sternverteilung verändert. Die Bewegung der Sterne in der Galaxienebene führt zu Schwerkraftinstabilitäten. Im stoßfreien Sternfeld rotiert eine spiralförmige Potentialsenke mit konstanter Winkelgeschwindigkeit ω_p in der Galaxienscheibe (Reddy 1983). Diese Welle unterliegt nicht der differentiellen Rotation wie das galaktische Material, sondern bewegt sich relativ zu ihm (Wielen 1974). Sterne und interstellares Medium befinden sich länger in den Potentialmulden als auf dem Plateau (Wielen 1974). Spiralarme sind also Linien mit erhöhter Aufenthaltswahrscheinlichkeit und damit höherer Dichte von Gas und Sternen (Beck 1979). Während sich die Sterne nur relativ kurz aufhalten, reichert sich die massearme Komponente aus interstellarem Gas und Staub an (Reddy 1983). Entwickelte Sterne folgen der linearen (schockfreien) Dichtewelle (Rohlfs 1977).

In der nichtlinearen Dichtewellentheorie (Fujimoto 1968, Roberts und Yuan 1970) wird die Reaktion der Gaskomponente auf die Stoßwelle mitberücksichtigt. Werden Teile des interstellaren Gases über die turbulente Gasgeschwindigkeit von etwa 8 km s^{-1} beschleunigt, so entsteht im Grenzgebiet von Überschall- zu Unterschallgeschwindigkeit eine Schockfront. Das Gas fließt mit Überschall im Winkel in den Spiralarm ein, wird auf Unterschall abgebremst und verläßt den Arm tangential. In der Schockfront wird das Gas

verdichtet und Sternbildung eingeleitet (s. Wielen 1974).
Auch Dichtewellen existieren durch Dämpfungseffekte nur etwa viermal so lang wie feste Spiralarme unter differentieller Rotation (Rohlfs 1977). Als dauernder Antriebsmechanismus werden Balken, oval verformte Scheiben oder Begleitgalaxien angenommen (Kormendy und Norman 1979). Der Anregungsmechanismus bestimmt ω_p (Wielen 1974).
Modelle der Dichtewellentheorie liefern bei vorgegebener differentieller Rotation $\omega(r)$ bis zu drei charakteristische Resonanzradien:
a) die äußere und die innere Lindblad-Resonanz bei $\omega_p = \omega \pm (\varkappa/N)$, wobei die Epizykelfrequenz $\varkappa$ die harmonische Schwingung von Gaswolken und Sternen um die mittlere Kreisumlaufsposition beschreibt und N die Anzahl der Arme ist. Nur zwischen den beiden Lindblad-Resonanzen bildet sich eine Dichtewelle und damit Spiralstruktur aus. Da diese Fläche bei N = 2 größer ist als bei N = 3 oder N = 4, sind zweiarmige Spiralen am wahrscheinlichsten (Wielen 1974).
b) den Radius der zwischen den Lindblad-Resonanzen liegenden Korotation, wo sich Materie und Dichtewelle gleich schnell drehen ($\omega_p = \omega$); innerhalb dieses Radius ergibt sich die deutlichste Spiralstruktur (Roberts et al. 1975).
Nach Roberts et al. (1975) läßt sich das Erscheinungsbild von Spiralstruktur aus den Galaxienparametern herleiten. Öffnungswinkel der Spiralarme sowie Hubbletyp folgen aus der Zentralmassenkonzentration. Mit dem Verhältnis von Gesamtmasse zum Korotationsradius als weiterer Eigenschaft ergeben sich die Rotationsgeschwindigkeitskomponente senkrecht zu den Armen und damit die Schockstärke sowie die Leuchtkraftklasse. Durch die große Anzahl freier Parameter können gleichgute Modelle von Spiralmustern mit unterschiedlichen Annahmen erreicht werden (Rohlfs 1977).

V 11.1.2 Voraussagen

Beim Wirken von Dichtewellen sind eine Reihe überprüfbarer Phänomene zu erwarten. Die spiralige Grundform sollte aus langen schmalen optischen Armen bestehen und mit länglichen HI-Strukturen zusammenfallen (Piddington 1981). Das Spiralmuster müßte bei jungen Sternen und im Gas besonders deutlich erkennbar sein (Wielen 1974). Im nahen Infrarot ist noch regelmäßige Spiralstruktur mit breiten Armen aus erhöhter Dichte der Sternscheibe zu sehen (Elmegreen und Elmegreen 1984). Schockfront, Staubschicht, HI-Maxima und eine Kette leuchtstarker Emissionsgebiete sollten in einer schmalen

Kompressionszone liegen (Roberts und Yuan 1970, Newton 1980). Für nachschleppende Spiralen sollte innerhalb des Korotationsradius ($\omega_p < \omega$) die Schockfront an der Innenkante und außerhalb ($\omega_p > \omega$) an der Außenkante des optischen Arms liegen (Roberts et al. 1975). Wenn Gas und Dichtewelle keine Relativgeschwindigkeit zueinander haben ($\omega_p = \omega$, Korotation), bleiben Schock und Sternbildung aus; die Korotation wird deshalb außerhalb der letzten großen HII-Region angenommen (Rohlfs 1977).

Senkrecht zum Spiralarm sollte ein Alters- und damit auch Farbgradient auftreten, junge Sterne sind auf dem Arm, die alten bereits weggewandert. Dieser Effekt konnte bisher nicht eindeutig nachgewiesen werden (Seiden und Gerola 1979, Smith et al. 1984).

Es werden wellenförmige Abweichungen bei der HI-Rotationskurve vorausgesagt (s. Rohlfs 1977).

Die Schockfronten komprimieren mit dem interstellaren Gas auch das eingefrorene galaktische Magnetfeld, dessen Flußdichte bei Flußerhaltung ansteigt. Die Feldstärke sollte im Arm deutlich höher als im Zwischenarmbereich sein (Roberts und Yuan 1970). Auch der Ausrichtungsgrad des Magnetfeldes nimmt mit der Kompressionsstärke zu (Beck 1982). Da die Synchrotronstrahlung mit etwa B_t^2 ansteigt, müßte hochpolarisierte nichtthermische Emission verstärkt an den Innenkanten der Arme zu beobachten sein (Wielen 1974). Die Kreisbewegung des Gases wird modifiziert durch das Hin- und Wegströmen zu den Dichtemaxima (Scheffler und Elsässer 1982). Da die Magnetfeldlinien den Strömungsbahnen des Gases im Dichtewellenpotential folgen, müßten sie geschlossen sein, bruckstückhaft parallel im Spiralarm verlaufen und nur jeweils um den Öffnungswinkel der Arme vom Kreis abweichen (Roberts und Yuan 1970, Klein et al. 1982).

V 11.2 Selbstfortschreitende Sternentstehung

V 11.2.1 Allgemeines

1976 haben Mueller und Arnett Simulationsrechnungen einer deterministischen selbstfortschreitenden Sternbildung veröffentlicht. Ihre Methode ist seitdem in einer großen Zahl von Veröffentlichungen zur "stochastischen selbstfortschreitenden Sternbildung" (SSPSF) weiterentwickelt worden. Supernova-Schockwellen komprimieren interstellare Molekülwolken, in denen Sternbildung einsetzt, die sich beim Altern massiver Sterne über folgende Explosionen als Kettenreaktion ausbreitet. Unter dem Einfluß differentieller Rotation werden die infizierten Gebiete zu Spiralarmstücken gestreckt. Das scheinbar starr umlaufende konstante Muster einer nachschleppenden Spirale setzt sich aus dauernd neugebildeten OB-Assoziationen zusammen, die nur für etwa einen galaktischen Umlauf existieren, sodaß es nicht zur Aufwicklung der Arme kommt. Die SSPSF ist im Gegensatz zur Dichtewellenanregung ein lokaler Prozeß. Sie induziert Spiralstruktur in die Verteilung junger Sterne, mit deren Alterung verschmiert sich das Muster.

Gerola und Seiden (1978) haben für eine homogene Gasscheibe und beobachtete Rotationskurven bei der Annahme von Wahrscheinlichkeiten für spontane und stimulierte Auslösung von Sternbildung sowie einer Regenerationszeit für den Gasrückfluß nach einer Supernovaexplosion vorwiegend mehrarmige Spiralmuster erhalten.

Seiden et al. (1979) stellen fest, daß die Sternbildungsrate mit der maximalen Rotationsgeschwindigkeit ansteigt. Galaxien frühen Typs rotieren schneller, behalten deshalb weniger Gas und erscheinen roter als die langsamer drehenden späten.

Seiden und Gerola (1979) haben gezeigt, daß die Formenvielfalt der Hubblesequenz und der Armöffnungswinkel der Spiralgalaxien bei der SSPSF auf die Rotationsgeschwindigkeit zurückzuführen ist. Eine schnelle Rotation erzeugt viele eng gewundene Arme (Sa), langsamere Drehungen ein Öffnen der Spiralstruktur bis zu Sd und Irregulären.

Seiden et al. (1982) und Seiden (1983) haben die SSPSF um die Wechselwirkung von Sternen mit einem zweikomponentigen interstellaren Gas erweitert. Die Dichte des kalten, aktiven Gases (HI in bewegungsarmen Molekülwolken) bestimmt die Sternbildungsrate, durch erfolgte Sternbildung inaktiviertes Gas (heißes HI und HII) kann nach einer Regenerationszeit von mindestens 10^8

Jahren wieder zur Sternbildung beitragen. Da bei hoher Sternbildungsrate auch viel Gas inaktiviert wird, bei niedriger schneller eine Reaktivierung erfolgt, reguliert sich die Sternbildung über diese Rückkopplung selber. Während die konstante Sternbildungsrate zu filamentären vielarmigen Spiralgalaxien führt, sind mit der schwingenden Sternbildung nun auch symmetrische globale Muster mit zwei massiven Armen erzeugbar. Die Dichte des aktiven Gases folgt - als Negativbild der jungen Sterne - ebenfalls einer Spiralstruktur. Schwingende SSPSF und Dichtewelle könnten sich in zweiarmigen Galaxien gegenseitig stabilisieren. Bei zunehmender Regenerationszeit erreichen die langsamer werdenden Schwingungen höhere Amplituden und nehmen die Form von Sternbildungsausbrüchen an, die Zwerggalaxien simulieren.
Freedman und Madore (1983) erhalten bei einer exponentiellen Anfangsgasverteilung eine Abflachung (wie sie bei HI der Galaxien beobachtet wird) und eine exponentielle Verteilung massearmer Sterne. Je kleiner die Skalenlänge der Anfangsgasverteilung ist, um so höher ist auch der verbleibende Gasgehalt.
Bei der SSPSF ist das gewünschte Spiralmuster zur Zeit das entscheidende Kriterium für die Wahl der vorzugebenden Parameter, da deren Wert nur selten aus Beobachtungen genau bekannt ist.

11.2.2 Voraussagen

SSPSF bewirkt im Optischen ein grobes, bruckstückhaftes Spiralarmmuster aus breiten, fleckigen Armen mit örtlichen Asymmetrien und Abzweigungen. Die Spiralstruktur im Gas ist undeutlicher als bei den Sternen (Seiden und Gerola 1979). Senkrecht zum Arm ist kein Altersgradient zu erwarten (Smith et al. 1984).
Die Radiostrahlung ist diffuser und geringer polarisiert als bei Dichtewellen (Beck et al. 1982). Der Armkontrast ist gering. Aus den Spiralarmen kommt erhöhte thermische Emission (Klein 1981). Das Magnetfeld ist weniger ausgerichtet als bei Dichtewellen. Die geringe Ordnung ist besonders bei langsam rotierenden Galaxien deutlich.
Die Berücksichtigung des Magnetfeldes als Vorzugsrichtung bei der SSPSF könnte zu homogenerer Spiralstruktur, engeren Armen und längeren Filamentstücken führen.

V 11.3 Magnetfeld - Einfluß

V 11.3.1 Allgemeines

Piddington (1972, 1981) hat mit dem Modell des schrägen Rotators eine magnetohydrodynamische Theorie entwickelt, die die Vielfalt der Hubblesequenz erklären könnte. Danach entstehen die galaktischen Magnetfelder durch Komprimierung des intergalaktischen Feldes wie nach der Fossilen Theorie (V 10.3) und bleiben wegen der extrem kleinen Diffusionsrate für mehr als ein Galaxienalter im Gas eingefroren. Die unterschiedlichen Galaxientypen sind dann durch den zufälligen Winkel der sich einstellenden Rotationsachse der Protogalaxie zum vorgegebenen intergalaktischen Magnetfeld erklärbar.

a) Ist die Rotationsachse parallel zur intergalaktischen Feldrichtung, so kollabiert das Gas entlang der Feldlinien zu einer flachen, strukturlosen, aber inhomogenen Scheibe, in der sehr schnell die Sternbildung einsetzt. Es bildet sich eine SO-Galaxie mit dem Magnetfeld ausschließlich senkrecht zur Scheibe.

b) Sind Rotationsachse und Feldrichtung zueinander geneigt, so entstehen die verschiedenen Spiralgalaxientypen. Ihr Magnetfeld hat Komponenten in der Scheibe und senkrecht dazu, sodaß Aufwärtsbewegungen von Gas möglich sind. Die Scheibenrotation im zur Achse geneigten intergalaktischen Feld treibt zwei Alfvénwellen in die Scheibe, die zu zwei Spiralsektoren der Sternbildung führen. Für hydromagnetische Schwingungen des Scheibengases ist nach Piddington (1981) in der Scheibe ein Feld von etwa 1 nT erforderlich. Außerhalb der Scheibe bilden sich zwei helixförmige magnetische Halos. Für Galaxien mit geordneter Großstruktur wie M51 wird zusätzlich die Schwerkraftwechselwirkung mit einer Nachbargalaxie angenommen.

c) Ist die Rotationsachse senkrecht zur Magnetfeldrichtung, so wird das Feld von differentieller Rotation spiralförmig in Torusform gewunden und stark verdichtet. Magnetisch gebremstes Gas kontrahiert zur Zentralregion. Es entstehen die elliptischen Galaxien mit dem möglichen Phänomen der Radiogalaxie.

Piddingtons Theorie besticht durch eine allgemeingültige Erklärung der Hubblesequenz aus einfachen physikalischen Prinzipien. Voraussetzung ist jedoch eine ausreichende magnetische Flußdichte, um die Rotation des Gases beeinflussen zu können. Da die bisherigen Beobachtungen dem widersprechen, gilt die Theorie als wenig wahrscheinlich.

V 11.3.2 Voraussagen für Spiralgalaxien

Bei einer höheren magnetischen Flußdichte könnte das Feld die Ausbreitung von Supernova-Schockfronten (V 11.2) kanalisieren, sodaß sich die Spiralarme entlang der bisymmetrischen Feldlinien ausbilden. Zu erwarten wären breite regelmäßige Spiralarme und hochpolarisierte starke Radiostrahlung (Beck et al. 1982).

V 11.4 Die Spiralstruktur von M33

V 11.4.1 Bisherige Beobachtungen

In HI-Messungen ist eine Brechung der Außenebene von M33 erkennbar (z.B. Rogstad et al. 1976). Sandage und Humphreys (1980) schließen aus der Form der Spiralarme im optischen Bild auf eine starke Krümmung der Scheibe. M33 wirkt nach außen elliptischer. Die Autoren haben die zehn optisch erkennbaren Spiralarme jeweils um ihren Positionswinkel p.a. und die Inklination i korrigiert und damit M33 künstlich als Draufsicht in einer gemeinsamen Ebene dargestellt, sodaß die Galaxie an gewohnte Spiralmuster erinnert.

Eine Theorie der Entstehung der Spiralstruktur von M33 muß das System von zwei deutlichen Innenarmen (IN,IS) und davon getrennt, acht schwächeren äußeren Armen erklären, die keine Fortsetzung der Innenarme sind (Kaufman 1981). Außerdem müssen die starken morphologischen Unterschiede von IN und IS berücksichtigt werden:

Der Nordarm IN besteht aus vier großen, intensiven HII-Komplexen, die voneinander durch 400 pc bis 500 pc große Gebiete diffuser Emission ohne kleinere HII-Regionen getrennt sind (Dubout-Crillon 1977). Es treten keine Sterne massiver als 07 auf (Boulesteix et al. 1981). Der Staub befindet sich eher am Außenarm (Humphreys and Sandage 1980). Gas in IN rotiert schneller als in IS (Dubout-Crillon 1977).

Der Südarm IS enthält HI-Maxima, Staub, O-Sterne und kleine, helle HII-Regionen in einer 100 pc schmalen und 4 kpc langen, regelmäßigen Kette an der Innenseite, außen liegt ein 700 pc breiter Arm aus HI und Sternen (Dubout-Crillon 1977, Boulesteix et al. 1981). Dubout-Crillon (1977) schließt aus der Zunahme der Durchmesser der Sternassoziationen von der Innenkante in Richtung galaktischer Rotation auf ein höheres Alter der Außenkante; HII-Regionen haben kleine und mittlere Durchmesser, in IS gibt es doppelt so viele Sterne frühen Spektraltyps als in IN.

Nach Elmegreen und Elmegreen (1984) findet in M33 Sternbildung in und zwischen den Armen statt, sodaß der Armkontrast im blauen Licht gering bleibt. Im nahen Infrarot der alten Sternscheibe ist aber eine deutliche Armstruktur erkennbar, die dort erhöhte Sterndichte anzeigt.

V 11.4.2 Erklärungen

Die magnetische Flußdichte von B_t = 0.4 nT reicht nicht für eine Beeinflussung der Rotation des Scheibengases aus, sodaß die Theorie von Piddington (V 11.3) nicht weiter behandelt wird.

Gehen wir zuerst auf die Autoren ein, die die Dichtewellentheorie zu Grunde legen. Roberts et al. (1975) gehen wegen der geringen Zentralmassenkonzentration in M33 von nur schwachen Schocks und deshalb wenig entwickelter Spiralstruktur mit massiven Armen aus. Sie geben ω_p = 32 km s^{-1} kpc^{-1} an, was einem Korotationsradius von r = 2.8 kpc entspricht. Bei angenommener langsamerer Drehung der Dichtewelle (z.B. Shu et al. 1971, Dubout-Crillon 1977, Newton 1980) läge der Korotationsradius weiter außen. Kormendy und Norman (1979) klassifizieren M33 als isoliert und balkenlos, mit nahezu starrer Rotation innerhalb r = 11′ ohne dämpfende innere Lindblad-Resonanz, sodaß sich das Spiralbild bis ins Zentrum erstrecken kann. Ein reines Dichtewellenbild ist für die Beschreibung nicht ausreichend, z.B. hat M33 auch außerhalb der Spiralfront junge Sterne (Schweizer 1975, Elmegreen und Elmegreen 1984).

Die engen HI-Spiralstrukturen (Newton 1980) schließen nach Kaufman (1981) eine rein stochastische Entstehung aus. Sie erklärt die Struktur von M33 durch einen schwachen Dichtewellenschock innerhalb r = 2.8 kpc mit mehrfach hintereinander ausgelöster Sternbildung im Abstand von einigen Millionen Jahren, die zu den sich teilweise überlappenden Armen geführt hat. Das Fehlen einer inneren Lindblad-Resonanz verlängert die Wirkungszeit von Dichtewellen. Reflexion zwischen dem Korotationsradius und dem Kern ermöglicht ihren Erhalt als stehende Wellen.

Rumstay und Kaufman (1983) haben die HII-Regionen von M33 nach ihren Anregungsparametern u in riesige ($u > 115$ pc cm^{-2}) und normale ($u < 115$ pc cm^{-2}) eingeteilt. Die beiden Gruppen unterscheiden sich in der Verteilung über M33. Die Riesen-HII-Regionen bilden eine besser definierte Zweiarmstruktur, während die normalen viele Spiralarmstücke zeigen. Die Radialverteilung der Riesen-HII-Regionen ist mit der Dichtewellentheorie vereinbar, die breitere Radialverteilung normaler HII-Regionen eher mit der stochastischen Sternentstehung. Zusammenfassend schließen Rumstay und Kaufman (1983) daraus, daß die Riesen-HII-Regionen innerhalb 2.8 kpc aus Dichtewellenaktivität mit anschließender selbstfortschreitender Sternentstehung hervorgehen und für die normalen HII-Regionen die sporadische und

sequentielle Sternentstehung bedeutender ist.
Die 100 pc schmale Innenkante des Armes IS ist als Dichtewellenhinweis interpretierbar (Dubout-Crillon 1977, Newton 1980). Der bei (Dubout-Crillon 1977) vermerkte Altersgradient der Sternassoziationen würde zeigen, daß die Dichtewelle dem galaktischen Material hinterherläuft, die Sternbildung also relativ zum Arm nach innen wandert. Generell würden mögliche Altersgradienten aus Dichtewellen bei einsetzender sekundärer Sternbildung wie in M33 verschmiert und wären schwer nachweisbar (Smith et al. 1984). Duric (1984) findet über die offenen Arme von NGC 3310 einen Farbgradienten.
Maucherat et al. (1984) gehen beim Südarm IS von einer relativ zur Innenkante laufenden Dichtewelle aus, die zu der Kette heller kleiner HII-Regionen geführt hat. $2\ 10^7$ Jahre später einsetzende stochastische Sternentstehung hat die zur Außenseite liegenden blasenförmigen großen HII-Regionen gebildet, die zusammen mit der ersten Generation den verbreiterten Südarm IS ausmachen.
Nach Dubout-Crillon (1977) rotiert das Gas im Nordarm IN zu schnell, sodaß Dichtewellenschocks und daraus folgende Sternbildung ausgeblieben sind. Sie schließt deshalb dort auf eher zufällige Sternbildung.

Radiomessungen können Hinweise zum Entstehungsmechanismus der Spiralstruktur geben:
Der hohe nichtthermische Polarisationsgrad bei 6.3 cm von $\bar{P}_{nt} = 23\ \%$ im Nordwesten (Tabelle 16) ist bei selbstfortschreitender Sternentstehung nicht zu erwarten und favorisiert die Dichtewellentheorie.
Die Ausrichtung des Magnetfeldes B_u / B_r von M33 ist verglichen mit anderen Galaxien sehr gering (s. Tabelle 16 und 17), sodaß stärkere Dichtewellenschocks ausgeschlossen sind. Nach Roberts et al. (1975) führen die Dichtewellen in M33 auch nur zu schwacher Kompression. Die geringe Gleichförmigkeit des Feldes läßt auf die lokale Störung der Großstruktur schließen.
Die zumindest innerhalb $r \cong 6$ kpc nicht geschlossenen Magnetfeldlinien stehen im Widerspruch zu den Erwartungen der Dichtewellen-Dynamotheorie.
Abbildung 35 zeigt die Überlagerung der von den beiden Hintergrundsquellen Q3 und Q7 befreiten 2.8 cm-Karte auf die optische Aufnahme der Lick-Sternwarte. Bei dieser Radiowellenlänge tritt die Zweiarmstruktur deutlich hervor. Die Strahlungsmaxima der Gesamtstrahlung bei IS, IIS und auch VS sind um etwa 100 pc von der Mitte des optischen Arms zu den Innenseiten versetzt, ein Effekt,

der sich bereits bei 6.3 cm (Abbildung 10) andeutet. Beim Nordarm sind sie eher außen. Die hochauflösenden HI-Karten von Rogstad et al. (1976) und Newton (1980) erinnern im Südarmbereich stark an die 2.8 cm-Messung. Sie zeigen HI-Ansammlungen bei den 2.8 cm-Maxima von IS (Regionen B und C in Newton 1980), IIS (Gebiet A) und VS. Die Südarme sind zusammengefaßt innerhalb des Korotationsradius also eher vereinbar mit einer Dichtewelle in nachschleppender Spiralstruktur.

Die Auftrennung der 2.8 cm-Karte in ihren thermischen und nichtthermischen Anteil ist bei der schlechten Auflösung der zur Verfügung stehenden Spektralindexkarte (Abbildung 21) nicht sinnvoll. Bei einer verbesserten 2.8 cm - Effelsbergkarte ließe sich aus der Kombination mit einer langwelligeren Westerborkmessung (49.2 cm oder 91.7 cm) eine Spektralindexverteilung entsprechender Auflösung herstellen. Damit könnte man nach Variationen des Spektralindexes senkrecht zum Arm IS und nach den von der Dichtewellentheorie vorhergesagten Kompressionszonen nichtthermischer Strahlung suchen.

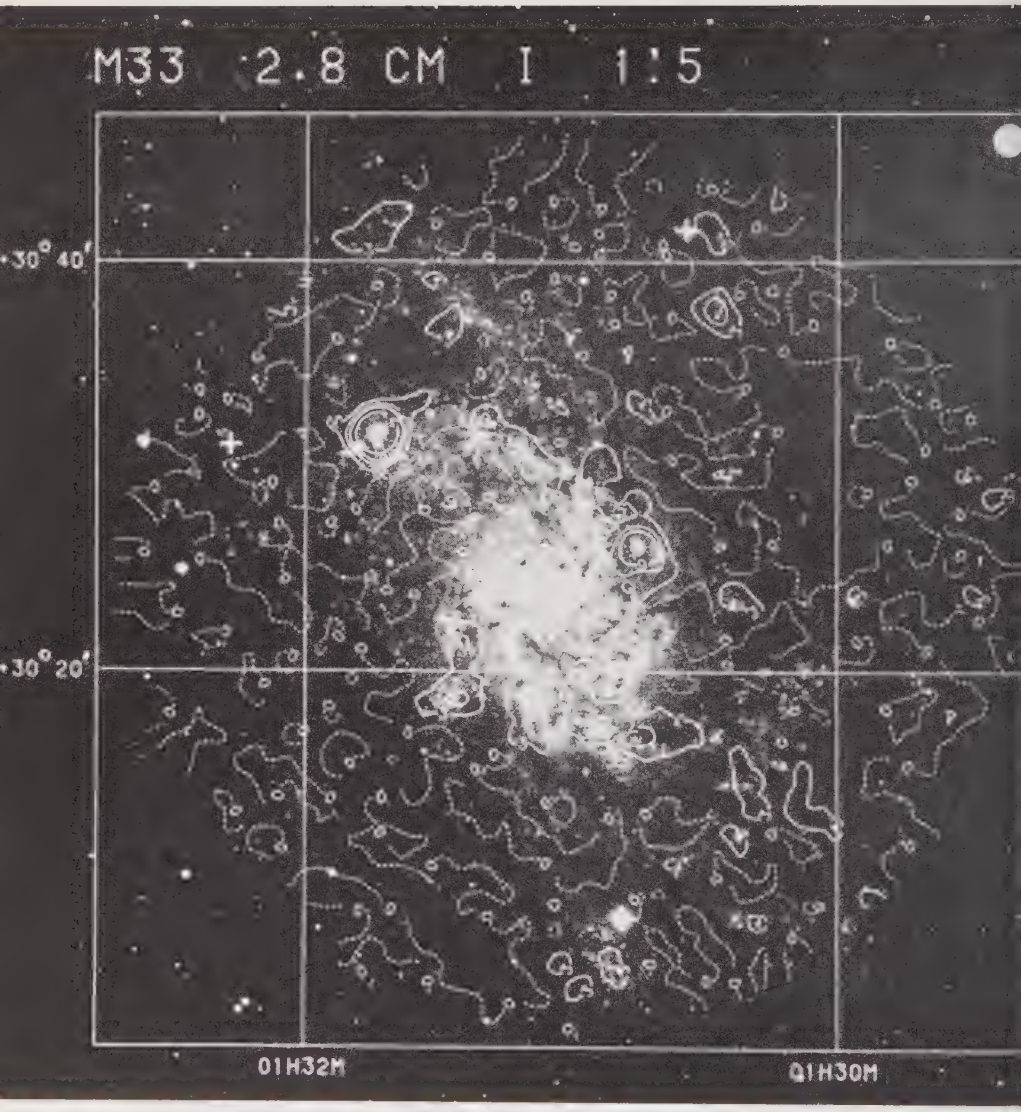


Abbildung 35 : Überlagerung der Gesamtintensität von M33 bei 2.8 cm (1.5) in mJy/Keule nach Abzug von 2 Hintergrundsquellen auf eine optische Aufnahme der Lick-Sternwarte. Die Identifizierung der Radioquellen ist im Vergleich mit Abbildung 15 möglich.

V 12. ASYMMETRIEN

Bei M33 sind wegen der großen Winkelausdehnung und inzwischen auch im Radiobereich hoher Auflösung nicht nur globale Aussagen über die verschiedenen Komponenten, sondern auch detaillierte über ihre Verteilung in der Galaxie möglich.

Nach Berkhuijsen (1983) ist für HI und HII das Übergewicht des Westens der Hauptachse gegen den Osten stärker als die Nord-Süd-Asymmetrie zur Nebenachse. HI und die hellsten Sterne sind asymmetrisch, jedoch nicht in Nordwest-Richtung auf die Nachbargalaxie M31, ihr Massenmittelpunkt ist im Südwesten (Colin und Athanassoula 1981).

Hier soll unter den Aspekten linearer Polarisation und Dichtewellenhinweisen vorwiegend die Nord-Süd-Asymmetrie untersucht werden. Insbesonders werden die bisher zurückgestellten Auffälligkeiten in den Verteilungen wieder aufgegriffen und eine erste Zusammenfassung dieser Arbeit versucht. Tabelle 19 listet zunächst einmal für die Gebiete innerhalb eines maximalen Radius r_{max} die Zahlenwerte auf, die danach eingehender erläutert werden.

Tabelle 19 : Nord-Süd-Asymmetrien in M33

Verteilung	r_{max}	Nordhälfte	Südhälfte
I 17.4 cm	50	41 (±6) %	59 (±6) %
I 6.3 cm	50	45 (±5) %	55 (±5) %
I 2.8 cm	22.5	49 (±4) %	51 (±4) %
α (6.3 cm - 35.6 cm)	50	0.84 (±0.13)	0.97 (±0.13)
SNR-Kandidaten-Anzahl		34 %	66 %
I_{th} 6.3 cm	30	54 (±8) %	46 (±8) %
I_{nt} 6.3 cm	30	43 (±8) %	57 (±8) %
I_p 17.4 cm	50	50 (±8) %	50 (±8) %
I_p 6.3 cm	30	66 (±6) %	34 (±6) %
Magnetflußdichte-Verhältnis B_u/B_r		bis 0.65	0.28

V 12.1 Neutraler Wasserstoff

Der neutrale Wasserstoff zeigt leichte Asymmetrien. In den Südwest-Quadranten fallen 29 % , in den Nordost-Quadranten nur 22 % (Wright et al. 1972). Das

Übergewicht im Südwesten ist auch bei (Newton 1980) zu sehen. In den Außenbereichen (12′ < r < 30′) sind die HI-Spiralstücke in der Nordhälfte deutlicher als im Süden (Newton 1980).

V 12.2 Radiokontinuumsstrahlung

Die Gleichmäßigkeit der Verteilungen wird an den vom Hintergrund befreiten Gesamtintensitätskarten bei 2.8 cm (s. Abbildung 35) , 6.3 cm (Abbildung 8) und 17.4 cm (Abbildung 5) untersucht. Der Anteil der Südhälfte sinkt von 59 % bei 17.4 cm auf 51 % bei 2.8 cm . Diese Entwicklung ist bei abnehmendem nichtthermischen Anteil und zunehmendem Einfluß der Riesen-HII-Region NGC 604 verständlich. Bei 6.3 cm (Abbildung 10) zeichnen sich die Radioarme im Norden stärker ab.

V 12.3 Spektralindex

Das Spektrum zwischen 35.6 cm und 6.3 cm innerhalb r = 50 ′ ist im Norden flacher als im Süden (s. V 2.). Auch die Spektralindexverteilung zwischen 17.4 cm und 6.3 cm (Abbildung 21) zeigt eine deutliche Versteilerung in der Südhälfte.

V 12.4 Thermische Emission

Die großen HII-Regionen liegen vorwiegend im Norden (NGC 604, Q29, IC 132, IC 133), NGC 595 auf der Nebenachse, NGC 588 und NGC 592 im Süden. Die Nordhälfte überwiegt bei der thermischen Emission, ist aber bei der Gesamtintensität schwächer und hat deshalb einen höheren thermischen Anteil an der Gesamtstrahlung. Die Asymmetrie in der thermischen Emission kann allein durch NGC 604 erklärt werden. HII-Regionen sind in der Südhälfte um den Faktor zwei bis drei höher angeregt, Unterschiede zeigen sich auch im Zwischenarmbereich und der diffusen Scheibe (Boulesteix et al. 1981).

V 12.5 Supernovaüberreste

Zweidrittel der gefundenen Supernovarest-Kandidaten sind in der Südhälfte (Abbildungen 25 und 28). Besonders im Nordwest-Quadranten ist ihre Anzahl gering.

V 12.6 Nichtthermische Emission

Die aus dem Radiospektralindex abgetrennte Synchrotronstrahlung (Abbildung

25) ist deutlich zum Süden konzentriert. Die aus der H α - Emission abgeleitete nichtthermische Emission (Berkhuijsen 1983) zeigt Maxima auf der Diagonalen durch Nordwesten und Südosten und geringere Strahlung in der dazu senkrechten Richtung.

V 12.7 Linear polarisierte Strahlung

Die Karten sind nach Abzug der Hintergrundsquellen (s. V 8.3) relativ zu Referenzringen für das Basisniveau integriert worden. Bei 17.4 cm ist keine Asymmetrie nachweisbar, bei 6.3 cm kommen aber Zweidrittel der linear polarisierten Strahlung aus der Nordhälfte. Beck (1979) fand dort auch bei 11.1 cm und 21.1 cm mehr polarisierte Strahlung, sodaß die Asymmetrie gesichert erscheint.

V 12.8 Nordarm IN

IN hat kaum nichtthermische Strahlung (Berkhuijsen 1983) und mit 44 % einen hohen diffusen Anteil an der gesamten Hα -Strahlung (Boulesteix et al. 1981). Dichtewellenhinweise fehlen.

V 12.9 Südarm IS

Der Südarm hat in HI einen 25 % höheren Armkontrast als IN (Wright et al. 1972, Newton 1980). HI, HII, Staubschichten und das Radiokontinuum weisen auf Dichtewellen hin (Dubout-Crillon 1977). IS hat stellenweise genausoviel thermische Emission wie IN, aber dreimal mehr nichtthermische Emission, die aus der Dichtewellenkompression verständlich wird (Berkhuijsen 1983). Der integrierte H α -Fluß ist dreimal so hoch wie in IN, wozu die HII-Regionen mit 68 % stärker beitragen als die entsprechenden für IN (Boulesteix et al. 1981).

V 12.10 Zusammenfassung der Asymmetrien

Die Grobstrukturierung der Synchrotronstrahlung könnte durch ein bisymmetrisches Magnetfeld erfolgen. Hierbei bewirkt die azimutale Änderung der magnetischen Flußdichte in der Scheibe (V 10.3) erhöhte Emission von M33 auf einer Achse vom Nordwesten zum Südosten.
Aus dem Vergleich der Positionen von B-Sternen, HII-Regionen und Sternhaufen mit denen hoher Radiopolarisation in der Milchstraße folgert Verschuur (1979), daß diese jungen Objekte (Population I) in ihrer unmittelbaren

Umgebung die geordnete Magnetfeldstruktur zerstören. Bei alten Supernovaüberresten vermutet er ebenfalls eine Verwirbelung des interstellaren Mediums. Damit wäre die beobachtete Feinstruktur in M33 erklärbar: Im Norden ist weiterhin ein relativer Ordnungszustand erkennbar. Die 6.3 cm-Messung zeigt Radioarme, die HI-Messung deutlichere Spiralstücke, im Nordwesten ist hohe Linearpolarisation der Synchrotronstrahlung nachweisbar. Die Südhälfte unterliegt dichtewelleninduzierter stochastischer, selbstfortschreitender Sternbildung, die am verbreiterten Südarm IS erkennbar ist. Die Schockwellen der vermehrt auftretenden Supernovaüberreste stören die Magnetfeldstruktur, der Ausrichtungsgrad sinkt, durch Mittelung in der Antennenkeule ist kaum noch Linearpolarisation nachweisbar. Der im Süden stärker ansteigende Spektralindex läßt dort auf eine steilere Energieverteilung $N(E)\,dE \sim E^{-2\alpha}\,nt^{-1}$ relativistischer Elektronen schließen. Während die Ausbreitung in der Nordhälfte entlang den geordneteren Magnetfeldlinien mit geringen Energieverlusten möglich sein dürfte, könnte die Diffusion im verwirbelten Feld des Südens durch häufige Streuung schon auf kleineren Entfernungen zu Energieverlusten führen. Dort würden dann weniger Elektronen höherer Energie übrig bleiben. Für die Klärung dieser Frage wäre eine bessere Auflösung der Region nötig.

V 13. ZUSAMMENFASSUNG

Die Radiostrahlung der Spiralgalaxie M33 wird seit 1974 mit dem Effelsberger 100 m-Teleskop gemessen. Gegenwärtig liegen neun Kartierungen bei Wellenlängen von 35.6 cm bis 2.8 cm vor. Die wichtigsten Größen sind in Tabelle 20 aufgeführt und sollen im Zusammenhang mit den Folgerungen aus dieser Arbeit erläutert werden.

Im $2^{\circ} \times 2^{\circ}$ -Feld um M33 sind inzwischen 38 punktförmige Radioquellen mit dem 100 m-Spiegel nachgewiesen, von denen für 26 bereits zur Klassifizierung ausreichende Spektren vorliegen. Damit ist der restliche Radiohintergrund bei M33 detailliert abtrennbar.

Das sich ergebende integrierte Spektrum zwischen 35.6 cm und 6.3 cm ist mit $\alpha = 0.91$ im Vergleich zu anderen Spiralgalaxien steil. Eine Analyse der Wellenlängenabhängigkeit bis 2.8 cm und die Radialverteilung des Spektralindexes ergeben einen hohen nichtthermischen Spektralindex von $\alpha_{nt} = 1.0$. Die thermischen Anteile von M33 sind, verglichen mit anderen Spiralgalaxien, relativ hoch. Sie betragen 29 % bei 6.3 cm und 48 % bei 2.8 cm.

Die Spektralindexverteilung zwischen 17.4 cm und 6.3 cm zeigt im Süden ein steileres Spektrum als im Norden, ein Ergebnis, das auch aus den Integrationen der Gesamtflußdichten dieser Frequenzen in beiden Hälften folgt. Mit der Spektralindexverteilung kann thermische und nichtthermische Strahlung getrennt werden. Die nichtthermische Emission steigt gleichmäßig von den Randgebieten bis zum Maximum südlich der Nebenachse an. Auch die Flächendichte bisher gefundener Supernovarest-Kandidaten hat dort ihren höchsten Wert, sodaß die Supernovaüberreste als Quellen relativistischer Elektronen in Frage kommen.

Radialprofile von Strahlungen der Komponenten geben Aufschluß über ihre Verteilung in der Galaxie. Die thermische Emission und die Supernovarest-Kandidaten sind als Bestandteile der jungen Population mit Skalenlängen von 1.5 kpc stärker zentriert als die Gesamtintensitäten (2 kpc). Die Radialprofile von nichtthermischer Strahlung und ihren linear polarisierten Anteilen bei zwei Wellenlängen stimmen grob überein. Ihre Skalenlängen sind mit 4 kpc fast dreimal so hoch wie die der jungen Population. Wenn die Supernovaüberreste die Hauptquellen relativistischer Elektronen sind, müssen diese weit nach außen diffundieren, um die beobachteten nichtthermischen und linear polarisierten Strahlungen zu

erzeugen. Der gefundene radiale Anstieg des Spektralindexes nach außen ist damit verträglich.

Die Linearpolarisation der Synchrotronstrahlung von M33 läßt sich nur in den Gebieten mit wenig Supernovaüberresten nachweisen. Der relativ geringe Anstieg des nichtthermischen Polarisationsgrades mit der Teleskopauflösung deutet auf ein nur schwach ausgerichtetes Magnetfeld. Die Gleichförmigkeit des Magnetfeldes ist selbst in 510 pc x 880 pc kleinen Auflösungselementen mit einem Magnetflußdichte-Verhältnis von $B_u / B_r = 0.42$ sehr gering. Die magnetische Flußdichte liegt mit 0.4 nT im unteren Bereich vergleichbarer Spiralgalaxien.

Aus den Polarisationsrichtungen bei 17.4 cm, 11.1 cm und 6.3 cm konnte die eindeutige Verteilung des Rotationsmaßes über M33 abgeleitet werden. Zum gemessenen gesamten Rotationsmaß trägt der Vordergrund mit durchschnittlich $RM_{Vg} = -55$ rad/m^2 bei, die Faraday-Drehung in M33 selber ist $RM_o = 13$ rad/m^2. Die azimutale Variation des Rotationsmaßes in der Galaxienebene ist mit einer bisymmetrischen, offenen Spiralstruktur des Magnetfeldes vereinbar. Das auf M33 übertragene Modell wird von der asymmetrischen Verteilung der nichtthermischen Strahlung, dem davon vorwiegend im Nordwestquadranten nachweisbaren linear polarisierten Anteil und dem Feldverlauf unterstützt.

Bei 6.3 cm ist bei hoher Auflösung von 510 pc x 880 pc die Orientierung des interstellaren Magnetfeldes abgeleitet worden. Die Feldlinien sind in der meßbaren Galaxienscheibe ($r \cong 6$ kpc) nicht geschlossen. Das Magnetfeld von M33 erscheint also offen in den intergalaktischen Raum. Auch in der Mehrzahl der bisher acht untersuchten Galaxien deuten sich keine kreisförmigen Felder an, wie sie von der Dichtewellen-Dynamotheorie zu erwarten sind. Ein genereller Anstieg der magnetischen Flußdichte mit dem Einfluß differentieller Rotation ist an den neun Spiralgalaxien mit vorliegenden Flußdichteangaben nicht nachweisbar, sodaß eine Entstehung von Magnetfeldern durch galaktische Dynamos zweifelhaft ist. Besser vereinbar mit den bisher veröffentlichten Beobachtungen ist die fossile Theorie galaktischer Magnetfelder: großräumige primordiale Magnetfelder werden von der Protogalaxie eingefangen, durch differentielle Rotation leicht gewunden und durch einen noch nicht ausreichend verstandenen hydromagnetischen Mechanismus in einer den Spiralarmen folgenden Struktur gehalten. In diesem Bild würden Galaxien im intergalaktischen Raum keine isolierten, sondern über ein universelles Magnetfeld verbundene Systeme sein.

Auch bei Radiofrequenzen sind Anzeichen für Dichtewellen in M33 erkennbar. Im Nordwesten sind hohe nichtthermische Polarisationsgrade über 20 % nachweisbar, die Südarme zeigen innerhalb der Korotation an ihren Innenkanten bei 2.8 cm erhöhte Radioemission. Trotzdem spielen Dichtewellen in M33 nur eine untergeordnete Rolle. Die optische Spiralstruktur und das hier untersuchte verwirbelte Magnetfeld lassen die Dominanz lokaler Sternbildungsprozesse erkennen. Das Magnetfeld in der Südhälfte ist durch ausgelöste Sternbildung gestört, was sich in geringer nachweisbarer Linearpolarisation, Versteilerung des Spektralindexes und hoher Supernovarest-Anzahl bemerkbar macht.

Tabelle 20 : Abgeleitete Größen von M33

Spektralindex der Gesamtstrahlung von 35.6 bis 6.3 cm	α	= 0.91 ($\pm$0.13)
Spektralindex der Nordhälfte von 35.6 bis 6.3 cm	α_{Nord}	= 0.84 ($\pm$0.13)
Spektralindex der Südhälfte von 35.6 bis 6.3 cm	$\alpha_{Süd}$	= 0.97 ($\pm$0.13)
nichtthermischer Spektralindex	α_{nt}	= 1.0 ($\pm$0.1)
thermischer Anteil bei 17.4 cm	f_{th}	= 12 ($\pm$ 6) %
thermischer Anteil bei 6.3 cm	f_{th}	= 29 ($\pm$16) %
thermischer Anteil bei 2.8 cm	f_{th}	= 48 ($\pm$29) %
Skalenlänge der jungen Population (I_{th}, SNR)	l	= 1.5 ($\pm$0.1) kpc
Skalenlänge der nichtthermischen Komponente (I_{nt},I_p)	l	= 3.9 ($\pm$1.1) kpc
nichtthermische Radioleuchtkraft (10^7 Hz - 10^{11} Hz)	L_{nt}	= 2.2($\pm$0.3) 10^{30} W
nichtthermischer Polarisationsgrad bei 17.4 cm	$P_{17,nt}$	= 8.4 ($\pm$ 1.2) %
nichtthermischer Polarisationsgrad bei 6.3 cm	$P_{6.3,nt}$	= 11.1 ($\pm$ 5.1) %
nichtthermischer Polarisationsgrad bei 2.8 cm	$P_{2.8,nt}$	= 12.9 ($\pm$10.5) %
Vordergrundsrotationsmaß	RM_{Vg}	= -55 ($\pm$7) rad/m^2
internes Rotationsmaß in der Galaxienscheibe	RM_o	= 13 ($\pm$3) rad/m^2
magnetische Flußdichte des Gesamtfeldes	B_t	= 0.40 ($\pm$0.20) nT
magnetische Flußdichte des ausgerichteten Feldes	B_u	= 0.16 (+0.07) nT
magnetische Flußdichte des ungeordneten Feldes	B_r	= 0.37 ($\pm$0.20) nT

VI Anhang

VI 1. LITERATURVERZEICHNIS

In den Literaturangaben werden folgende Abkürzungen verwendet :

AA	Astronomy and Astrophysics , Heidelberg
AJ	Astronomical Journal , New York
ApJ	Astrophysical Journal , Chicago
ApL	Astrophysical Letters , New York
ApSS	Astrophysics and Space Science, Dordrecht
IAU	Symposium of the International Astronomical Union , Dordrecht
MPIfR	Max-Planck-Institut für Radioastronomie
MAG	Mitteilungen der Astronomischen Gesellschaft , Hamburg
Mon.Not.RAS	Monthly Notices of the Royal Astronomical Society , Oxford
PASJ	Publications of the Astronomical Society of Japan , Tokyo
PASP	Publications of the Astronomical Society of the Pacific , San Francisco
Sup.	Supplement Series

Andernach 1981a	Dissertation, Universität Bonn
Andernach 1981b	Interner Testbericht 6 cm , MPIFR Bonn
Arp 1984	PASP 96 , 148
Baars,Genzel,Pauliny-Toth,Witzel 1977	AA 61 , 99
Beck 1979	Dissertation, Universität Bonn
Beck 1982	AA 106 , 121
Beck 1983a	IAU 100 , Internal Kinematics and Dynamics of Galaxies
Beck 1983b	MAG 58 , 121
Beck,Berkhuijsen,Wielebinski 1980	Nature 283 , 272
Beck,Buczilowski,Klein,Wielebinski 1982	MAG 55 , 113
Beck und Gräve 1982	AA 105 , 192
Beck,Klein,Krause 1985	AA , in Vorbereitung
van den Bergh 1960	ApJ 131 , 215
Berkhuijsen 1983	AA 127 , 395
Berkhuijsen 1984	AA 140 , 431
Berkhuijsen und Klein 1985	IAU 106 , im Druck

Biermann 1950	Zeitschrift für Naturforschung 5a , 65
Bingham,McMullan,Pallister,White, Axon,Scarrot 1976	Nature 259 , 463
Bogdan und Völk 1983	AA 122 , 129
Boulesteix,Courtes,Laval,Monnet,Petit 1974	AA 37 , 33
Boulesteix,Dubout-Crillon,Monnet 1981	AA 104 , 15
Buczilowski 1981	Diplomarbeit, Universität Bonn
Burn 1966	Mon. Not. RAS 133 , 67
Bystedt,Brinks,de Bruyn,Israel,Schwering, Shane,Walterbos 1984	AA Sup. 56 , 245
Colin und Athanassoula 1981	AA 97 , 63
Colla et al. 1970	AA Sup. 1 , 281
Davis und Greenstein 1951	ApJ 114 , 206
D'Odorico,Dopita,Benvenuti 1980	AA Sup. 40 , 67
D'Odorico,Goss,Dopita 1982	Mon. Not. RAS 198 , 1059
Dreyer 1888/95	New General Catalogue und Index Catalogue , Memoirs of the RAS 1971
Dubout-Crillon 1977	AA 56 , 293
Duric 1984	Dissertation, Universität von Toronto
Elmegreen und Elmegreen 1982	Mon. Not. RAS 201 , 1021
Elmegreen und Elmegreen 1984	ApJ Sup. 54 , 127
Elvius 1978	ApSS 55 , 49
Emerson,Klein,Haslam 1979	AA 76 , 92
Fermi 1949	Physics Review 75 , 1169
Freedman und Madore 1983	ApJ 265 , 140
Fujimoto 1968	ApJ 152 , 391
Fujimoto und Miyamoto 1970	IAU 38 , Spiralstructure of Our Galaxy
Fujimoto und Sawa 1981	PASJ 33 , 265
Fujimoto und Tosa 1980	PASJ 32 , 567
Gallagher,Goad,Mould 1982	ApJ 263 , 101
Gardner und Whiteoak 1963	Nature 197 , 1162
Gerola und Seiden 1978	ApJ 223 , 129
Gioia,Gregorini,Klein 1982	AA 116 , 164
Goss,Ekers,Danziger,Israel 1980	Mon. Not. RAS 193 , 901

Gräve 1984	Dissertation, Universität Bonn
Gräve und Beck 1986	AA geplant
Hack 1982	Memorie della Soc. Astron. Italiana 53 , 911
Haslam 1982	NOD2 - System Library for Astronomical Data Reduction No. 34 , MPIfR Bonn
Heiles 1976	Annual Reviews , 1
Hiltner 1949	ApJ 109 , 471
Hodge 1969	ApJ 155 , 417
Holmberg 1958	Medd. Lunds Astr. Obs. Ser.II , Nr. 136
Hubble 1925	ApJ 62 , 409
Hubble 1926	ApJ 63 , 236
Hubble 1929	ApJ 69 , 103
Huchtmeier 1975	AA 45 , 259
Hummel 1981	AA 93 , 93
Humphreys und Sandage 1980	ApJ Sup. 44 , 319
Inoue und Tabara 1981	PASJ 33 , 603
Israel und van der Hulst 1983	AJ 88,12 , 1736
Israel und van der Kruit 1974	AA 32 , 363
Israel,Gatley,Matthews,Neugebauer 1982	AA 105 , 229
Jura 1982	ApJ 258 , 59
Kant 1755	Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels, Leipzig
von Kap-herr,Berkhuijsen,Wielebinski 1978	AA 62 , 51
Kaufman 1981	ApJ 250 , 534
Kennicutt 1981	AJ 86,12 , 1847
Kennicutt 1983	AA 120 , 219
Klein 1981	Dissertation, Universität Bonn
Klein 1982	AA 116 , 175
Klein,Beck,Buczilowski,Wielebinski 1982	AA 108 , 176
Klein und Emerson 1981	AA 94 , 29
Klein,Urbanik,Beck,Wielebinski 1983	AA 127 , 177
Klein,Wielebinski,Beck 1984	AA 135 , 213
Kormendy und Norman 1979	ApJ 233 , 539
Kraan-Korteweg und Tammann 1979	Astron. Nachrichten 300 , 181
Krause 1983	Diplomarbeit, Universität Bonn

Krause,Beck,Klein 1984	AA 138 , 385
Kühr,Nauber,Pauliny-Toth,Witzel 1979	A Catalogue of Radio Sources, MPIfR Bonn
Levy 1974	ApJ 187 , 361
Lin und Shu 1964	ApJ 140 , 646
Long,D´Odorico,Charles,Dopita 1981	ApJ 246 , L61
Longair 1981	High Energy Astrophysics, Cambridge University Press
Mantovani,Nanni,Salter,Tomasi 1982	AA 105 , 176
Markert und Rallis 1983	ApJ 275 , 571
Mathewson und Nicholls 1968	ApJ 154 , L11
Maucherat,Dubout-Crillon,Monnet,Figon 1984	AA 133 , 341
Michel und Yahil 1973	ApJ 179 , 771
Morsi 1982	Diplomarbeit, Universität Bonn
Mueller und Arnett 1976	ApJ 210 , 670
Neidhöfer 1978	Dissertation, Universität Bonn
Neidhöfer,Wilson,Haslam 1978	Kleinheubacher Berichte 21,215
Newton 1980	Mon. Not. RAS 190 , 689
Nieto und Auriére 1982	AA 108 , 334
Ovid 5	Metamorphosen , Rom
Pacholczyk 1970	Radio Astrophysics, Freeman & Co., San Francisco
Parker 1971	ApJ 163 , 255
Parker 1983	Scientific American 249,2 , 36
Pauliny-Toth,Steppe,Witzel 1980	AA 85 , 329
Piddington 1972	Cosmic Electrodynamics 3 , 129
Piddington 1981	Astrophysics and Space Science 80 , 457
Reakes und Newton 1978	Mon. Not. RAS 185 , 277
Reddy 1983	Astronomy 1 , 7
Reinhardt 1974	Naturwissenschaften 61 , 143
Roberts,Roberts,Shu 1975	ApJ 196 , 381
Roberts und Yuan 1970	ApJ 161 , 887
Rogstad,Shostak,Rots 1973	AA 22 , 111
Rogstad,Wright,Lockhart 1976	ApJ 204 , 703
Rohlfs 1977	MAG 43 , 48
Rosa und Solf 1984	AA 130 , 29

Rumstay und Kaufman 1983	ApJ 274 , 611
Ruzmaikin und Shukurov 1981	Soviet Astron. 25 , 553
Sandage und Carlson 1983	ApJ 267 , L25
Sandage und Humphreys 1980	ApJ 236 , L1
Sandage und Tammann 1981	A Revised Shapley-Ames Catalog of Bright Galaxies, Washington
Sawa und Fujimoto 1980	PASJ 32 , 551
Sawa und Fujimoto 1984	Theoretical Aspects on Structure, Activity, and Evolution of Galaxies II, S.116 , Eds. Aoki und Yoshii , Tokyo
Scarrot,White,Pallister,Solinger 1977	Nature 265 , 33
Scheffler und Elsässer 1982	Bau und Physik der Galaxis, Bibliograph. Institut Mannheim
Schmidt 1976	AA Sup. 24 , 357
Schweizer 1975	La Dynamique des Galaxies Spirales S. 337 , Paris
Segalovitz,Shane,de Bruyn 1976	Nature 264 , 222
Seiden 1983	ApJ 266 , 555
Seiden und Gerola 1979	ApJ 233 , 56
Seiden,Schulman,Feitzinger 1982	ApJ 253 , 91
Seiden,Schulman,Gerola 1979	ApJ 232 , 702
Shu,Stachnik,Yost 1971	ApJ 166 , 465
Sieber 1982	Interne Mitteilung zum Polarimetertest , MPIfR Bonn
Simard-Normandin und Kronberg 1979	Nature 279 , 115
Simard-Normandin und Kronberg 1980	ApJ 242 , 74
Simard-Normandin,Kronberg,Button 1981	ApJ Sup. 45 , 97
Smith,Elmegreen,Elmegreen 1984	Mon. Not. RAS 210 , 399
Sofue,Fujimoto,Kawabata 1968	PASJ 20 , 388
Sofue,Fujimoto,Kawabata 1979	PASJ 31 , 125
Sofue und Fujimoto 1983	ApJ 265 , 722
Sofue,Klein,Beck,Wielebinski 1985	AA 144 , 257
Sofue und Takano 1981	PASJ 33 , 47
Sofue,Takano,Fujimoto 1980	AA 91 , 335
Spoelstra 1984	AA 135 , 238
as Sufi 964	Fixsternbuch, Uranometry , Hyderabad 1954
Tabara und Inoue 1980	AA Sup. 39 , 379

Taylor und Manchester 1977	ApJ 215 , 885
Terzian und Pankonin 1972	ApJ 174 , 293
Thomson und Nelson 1980	Mon. Not. RAS 191 , 863
Tosa und Fujimoto 1978	PASJ 30 , 315
Vallée 1983 a	ApL 23 , 85
Vallée 1983 b	AA 124 , 147
Vallée und Bignell 1983	ApJ 272 , 131
Vallée 1984a	Journal of the Royal Astronomical Society of Canada, Vol.78,2 , 57
Vallée 1984b	AA 136 , 373
de Vaucouleurs 1959	ApJ 130 , 728
de Vaucouleurs 1963	ApJ Sup. 8 , 31
de Vaucouleurs 1978	ApJ 223 , 730
de Vaucouleurs 1983	ApJ 268 , 451
de Vaucouleurs und Leach 1981	PASP 93 , 190
de Vaucouleurs,de Vaucouleurs,Corwin 1976	Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, Austin, London
Verschuur 1968	Physical Rev. Lett. 21 , 775
Verschuur 1979	Fundamentals of Cosmic Physics Vol.5 , 113
Verschuur und Kellermann 1974	Galactic and Extra-Galactic Radio Astronomy, Springer Berlin , 182
Viallefond,Donas,Goss 1983b	AA 119 , 185
Viallefond,Goss,Allen 1983a	AA 115 , 373
Viallefond,Goss,van der Hulst,Crane 1985	AA $\geq$ 149
Wardle und Kronberg 1974	ApJ 194 , 249
Warner,Wright,Baldwin 1973	Mon. Not. RAS 163 , 163
Wielen 1971	MAG 30 , 31
Wielen 1974	PASP 86 , 512 , 341
Willis,Oosterbaan,deRuiter 1976	AA Sup. 25 , 453
Wright,Warner,Baldwin 1972	Mon. Not. RAS 155 , 337
Young und Scoville 1982	ApJ 260 , L11
Zinz 1979	Systeminformation Nr.79/3 , MPIfR Bonn
Zinz 1982	Systeminformationen , MPIfR Bonn

VI 2. ABKÜRZUNGEN

AE	Auflösungselement
Az	Azimut
B	Magnetfeld
B_t	magnetische Flußdichte des Gesamtfeldes
$B_{t,min}$	magnetische Gesamtflußdichte bei minimaler Gesamtenergie
$B_{\parallel}$	Magnetfeldkomponente parallel zum Sehstrahl
$B_{\perp}$	Magnetfeldkomponente senkrecht zum Sehstrahl
B_u	Flußdichte des gleichförmigen Magnetfeldes
B_r	Flußdichte des ungeordneten Magnetfeldes
BS	offene bisymmetrische Spirale
Cambr. HMT	Cambridge Half-Mile Teleskop
DH	Doppelhorn
DP	Depolarisation
DR	Radienverhältnis von Spiralbild zu starrer Rotation
DW	Dichtewelle
$\vec{E}$	Vektor der Polarisationsrichtung
EH	Einzelhorn
F	Frequenzverhältnis
Ff	Füllfaktor
FET	Feldeffekttransistor
Gl.	Gleichung
H	magnetische Feldstärke
HI	neutraler Wasserstoff
HII	ionisierter Wasserstoff
HWB	Halbwertsbreite der Antennenkeule
H_2	molekularer Wasserstoff
$H\alpha$	Balmerlinie des Wasserstoffs bei 656.3 nm
I	Gesamtintensität , Einheit Jy pro Keulenfläche
IC 133	133. Objekt im Index-Katalog (1895)
I_{nt}	nichtthermische Intensität
I_p	linear polarisierte Intensität
I_{th}	thermische Intensität
K.	Keulenfläche

L	Weglänge
L_B	Leuchtkraft im blauen Licht
LKK	Leuchtkraftklasse
L_{nt}	nichtthermische Leuchtkraft
$L_\odot$	Sonnenleuchtkraft
M	Masse
M_B	absolute Helligkeit im blauen Licht
$M_\odot$	Sonnenmasse
M33	33. Objekt im Messier-Katalog (1784)
N	Anzahl
N_e	thermische Elektronendichte
NGC	New General Catalogue, 1888
NK	Nebenkeule
NW	Nordwesten
OB-Stern	Stern der Spektraltypen O oder B
P	linearer Polarisationsgrad der Gesamtstrahlung
P_{inst}	instrumenteller Polarisationsgrad
P_{nt}	Polarisationsgrad der nichtthermischen Strahlung
PF	Primärfokus
Q	Stokes-Parameter
Q10	Radioquelle 10
RF	Meßfrequenz
RM	meßbares gesamtes Rotationsmaß
RM_{Vg}	Rotationsmaß des Vordergrundes
RM_o	internes charakteristisches Rotationsmaß
Ref.	Referenz
S	Flußdichte der Gesamtstrahlung , Einheit : Jy
SH	Südhälfte
SI	internationales Maßsystem
SNR	Supernovaüberrest
S_{nt}	Flußdichte der nichtthermischen Strahlung
S_p	Flußdichte linear polarisierter Strahlung
S_{th}	Flußdichte der thermischen Strahlung
SF	Sekundärfokus
SSPSF	stochastische selbstfortschreitende Sternbildung
S10	Schalter 10

T_b	Strahlungstemperatur der Hauptkeule
T_{Sys}	Systemtemperatur
U	Stokes-Parameter
ULO	externer Oszillator
UV	Ultraviolett
VLA	Very Large Array (Radio-Interferometer)
WSRT	Westerbork - Interferometer
ZF	Zwischenfrequenz
b	galaktische Breite
cgs	cm, g, s - Einheiten
const.	Konstante
c_1, c_2, c_{12}	Konstanten
d	Entfernung
dr	Ringbreite
dx	Differenz der Meßgröße x
f	Ausrichtungsgrad des Magnetfeldes
f_{th}	thermischer Anteil der Gesamtstrahlung
h_e	Skalenhöhe der thermischen Elektronen
h_m	Skalenhöhe des ausgerichteten Magnetfeldes
i	Inklination gegen Draufsicht
k	Energieverhältnis schwerer Teilchen zu Elektronen
l	galaktische Länge , Skalenlänge
m_{pg}	scheinbare photographische Helligkeit
n	Laufindex natürlicher Zahlen
p.a.	Positionswinkel
r	Radius
r_H	Holmbergradius
r_{max}	äußerster Radius
$r_{v,max}$	Radius maximaler Rotationsgeschwindigkeit
rms	Standardabweichung
s.	siehe
t	Alter, Zeit
u	Anregungsparameter von HII-Regionen
v	Geschwindigkeit
v_{max}	maximale Rotationsgeschwindigkeit
$\bar{x}$	Mittelwert der Meßgröße x

z	Höhe über der galaktischen Scheibe
z_r	Rotverschiebung
$\sim$	proportional
$\cong$	ungefähr gleich

α	Spektralindex der Gesamtstrahlung
α_{nt}	nichtthermischer Spektralindex
α_{th}	thermischer Spektralindex
α_{50}	Rektaszension für 1950.0
δ_{50}	Deklination für 1950.0
ϵ	Öffnungswinkel
$\varkappa$	Epizykelfrequenz
λ	Wellenlänge
μ	Richtung maximaler Flußdichte
μ_r	Permeabilitätszahl
ν	Frequenz
$\Delta\nu$	Bandbreite
ρ	Materiedichte
σ	rms - Rauschen der Karte
φ	Phase
ψ	Polarisationswinkel
ψ_o	interner Polarisationswinkel
$\psi_{B_\perp}$	auf den Himmel projizierte Magnetfeldorientierung
ω	Winkelgeschwindigkeit
ω_p	Winkelgeschwindigkeit der Dichtewelle
Δx	Fehler der Meßgröße x
θ	an den Himmel projizierter Azimutwinkel
θ_o	wahrer Azimutwinkel in der Galaxienebene
Σ	Summation
Ω_A	Antennenraumwinkel
Ω_B	Raumwinkel für Basisbildung
Ω_G	Gitterraumwinkel
Ω_{HK}	Hauptkeulenraumwinkel
Ω_{M33}	Integrationsraumwinkel für M33

VI 3. EINHEITEN UND KONSTANTEN

Die Angaben dieser Arbeit sind in dem vom "Gesetz über Einheiten im Meßwesen (1969)" vorgeschriebenen Systéme Internationale erfolgt. Der Zusammenhang zu früher verwendeten Einheiten (erg, Gauß) ist vermerkt.

dB	Dezibel = 10 log (I_1/I_2)
h	Stunde
m	Meter , bei Koordinaten Zeitminute, Größenklasse
mag	Größenklasse
min	Zeitminute
pc	parsec
rad	Radiant
s	Zeitsekunde
sr	Steradiant
A	Ampere
J	Joule = 10^7 erg
Jy	Jansky = 10^{-26} J s^{-1} m^{-2} Hz^{-1}
K	Kelvin
Hz	Hertz
T	Tesla = 10^4 G
V	Volt
W	Watt = 1 J s^{-1}
o	Bogengrad
'	Bogenminute
"	Bogensekunde

1 pc	= 3.086 10^{16} m
$L_\odot$	= 3.82 10^{26} J s^{-1}
$M_\odot$	= 1.989 10^{33} g
μ_o	= 4π 10^{-7} V s A^{-1} m^{-1}

Ich danke der Max-Planck-Gesellschaft für ein dreijähriges Stipendium und im besonderen Prof. Richard Wielebinski auch für die mir zugekommene Betreuung. Diese Dissertation hat weiterhin von den angenehmen Arbeitsbedingungen am Bonner Institut profitiert.

Rainer Beck, Elly Berkhuijsen, Roland Gräve, Ulrich Klein und Otto-Georg Richter haben zur Gewinnung des umfangreichen Datenmaterials von insgesamt 240 Beobachtungsstunden beigetragen.

Herrn Beck danke ich auch für die Bereitstellung der 11.1 cm- und 21.1 cm-Daten, dem Mullard Radio Astronomy Observatory in Cambridge für eine Kopie der unveröffentlichten 21.1 cm-Karte des Half-Mile Teleskops.

Heinz Andernach hat mir durch die Wartung der Programmbibliothek und geduldige Benutzerberatung sehr geholfen.

Für Anregungen und die Durchsicht der Arbeit bin ich Elly Berkhuijsen, Rainer Beck und Ko Hummel zu Dank verpflichtet.

Lebenslauf

6. 8. 1953	Als dritter Sohn von Christel und Kurt Buczilowski in Nordhorn geboren
1960 - 1964	Grundschule
1964 - 1973	mathematisch-naturwissenschaftliches Gymnasium in Nordhorn, Abitur
1974 - 1975	Friedensdienst im Diakonischen Werk Westfalens
1975 - 1977	Studium der Physik und Astronomie an der Westfälischen Wilhelms-Universität in Münster, Vordiplom
1977 - 1981	Hauptstudium an der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität in Bonn, Diplomarbeit: " Untersuchung polarisierter Radiostrahlung bei λ 2.8 cm- und λ 9 mm- Wellen "
1981 - 1985	Dissertation am Max-Planck-Institut für Radioastronomie in Bonn
1985	Forschungsstipendium am MPIfR